



# Structure Nucléaire aux Extrêmes de Déformation et de Charge

Araceli Lopez-Martens

## ► To cite this version:

Araceli Lopez-Martens. Structure Nucléaire aux Extrêmes de Déformation et de Charge. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2010. tel-00460473

**HAL Id: tel-00460473**

**<https://theses.hal.science/tel-00460473>**

Submitted on 1 Mar 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# Structure Nucléaire aux Extrêmes de Déformation et de Charge

Araceli Lopez-Martens

March 1, 2010

# Contents

<b>1</b>	<b>Désexcitation des États Superdéformés</b>	<b>5</b>
1.1	Introduction . . . . .	5
1.2	Spectre de Désexcitation et Nombres Quantiques . . . . .	7
1.3	Structure Fine des Raies Superdéformées dans $^{194}\text{Pb}$ . . . . .	12
1.3.1	Expérience avec YRASTBALL . . . . .	15
1.3.2	Expérience avec GASP . . . . .	16
1.4	Distribution des Probabilités de Transition Réduites des Raies Primaires de Désexcitation . . . . .	18
1.4.1	Analyse en Termes de Distributions $\chi^2$ . . . . .	19
1.4.2	Analyse en Termes de Paramètre de Chaoticité . . . . .	25
1.5	Conclusion et Perspectives . . . . .	28
<b>2</b>	<b>Superdéformation à Haute Température</b>	<b>30</b>
2.1	Introduction . . . . .	30
2.2	Décomposition du Spectre d'Émission du Noyau . . . . .	31
2.3	Corrélations Rotationnelles dans le Noyau Superdéformé $^{194}\text{Hg}$ . . . . .	35
2.4	Retard de l'Amortissement de la Rotation et Régime Transitoire . . . . .	36
2.5	Conclusion et Perspectives . . . . .	40
<b>3</b>	<b>Noyaux Lourds et Super Lourds</b>	<b>42</b>
3.1	Introduction . . . . .	42
3.2	Modes de Production et Synthèse . . . . .	44
3.3	Spectroscopie des Transfermiums . . . . .	45
3.4	GABRIELA . . . . .	47
3.5	Campagnes Expérimentales . . . . .	51
3.6	Effets Atomiques . . . . .	54
3.7	Perspectives avec le Projet SHELS . . . . .	56
<b>4</b>	<b>Tracking pour AGATA</b>	<b>59</b>
4.1	Introduction . . . . .	59
4.2	Algorithmes de Tracking . . . . .	60
4.3	Tracking Team . . . . .	63
4.4	Conclusion et Perspectives . . . . .	67

<b>5</b>	<b>Conclusion Générale</b>	<b>68</b>
<b>6</b>	<b>Résumé de Carrière du Candidat</b>	<b>75</b>
6.1	Cursus Universitaire . . . . .	75
6.2	Parcours au CNRS . . . . .	75
6.3	Enseignement . . . . .	75
6.4	Encadrement de Stages et Thèses . . . . .	76
6.5	Participation à des Jury de Thèse . . . . .	76
6.6	Animation Scientifique . . . . .	76
6.7	Publications les Plus Significatives . . . . .	77
6.7.1	Superdéformation . . . . .	77
6.7.2	Noyaux Lourds . . . . .	79
6.7.3	Instrumentation . . . . .	79
6.8	Présentations en tant que Conférencier Invité . . . . .	80
6.8.1	Superdéformation . . . . .	80
6.8.2	Noyaux Lourds . . . . .	82
6.8.3	Instrumentation . . . . .	82
6.9	Séminaires . . . . .	83
<b>7</b>	<b>Tirés des Publications Principales</b>	<b>85</b>

## Remerciements

Je dédie ces quelques pages de mon histoire à celui sans qui je ne serais sûrement pas arrivée aussi loin et sans qui je ne serais pas qui je suis aujourd'hui: mon père, qui me manque tous les jours.

Je fais également un clin d'oeil aux deux autres hommes de ma vie: Leonard et Boz. Enfin, un grand merci à mon frère et à ma mère qui ont toujours été là pour me faire rire, me reconforter et me nourrir !

## Résumé et Plan

Le principal axe de recherche depuis ma thèse a été l'étude des formes extrêmes du noyau avec un accent particulier sur la désexcitation des noyaux superdéformés. Depuis 2002, je me suis orientée vers l'investigation des propriétés des noyaux très lourds avec l'étude des premiers états excités et états isomériques des noyaux au delà du Fm. Dans les 2 cas, l'outil privilégié est la spectroscopie  $\gamma$ . C'est donc logiquement que je me suis investie dans la recherche et le développement associés à la nouvelle génération de multidétecteurs  $4\pi\gamma$ : AGATA.

Ce mémoire est organisé de la façon suivante: parmi toutes les activités de recherche que j'ai menées et mène, ou auxquelles j'ai participé depuis ma thèse, j'en ai choisi 4 pour lesquelles je présenterai les motivations scientifiques, les principaux résultats obtenus ainsi que les perspectives. Ces thèmes font l'objet des 4 premiers chapitres:

- la désexcitation des états superdéformés
- la superdéformation à haute température
- la structure des noyaux lourds
- le tracking pour AGATA

Les publications les plus significatives liées à ces différents travaux sont anotées en bas de page.

Dans la dernière partie de ce document, je ferai une conclusion générale, puis je retracerai mon parcours et ferai le bilan de ma production scientifique. Pour finir, les publications qui datent d'après ma thèse et dont je suis le premier auteur ou un des auteurs principaux sont jointes à la fin du manuscrit.

## Chapter 1

# Désexcitation des États Superdéformés

### 1.1 Introduction

Le noyau a une tendance naturelle à se déformer par l'équivalent nucléaire de l'effet Jahn-Teller. Cet effet purement fermionique peut être amplifié par d'autres phénomènes tels que le terme quadrupolaire de l'interaction nucléon-nucléon et d'autres corrélations entre nucléons. A ces effets quantiques, peuvent s'ajouter des effets dynamiques comme par exemple l'étirement à haut moment angulaire sous l'effet de la force centrifuge. Caractériser la forme du noyau en fonction de divers paramètres (nombre de protons  $Z$ , nombre de neutrons  $N$ , moment angulaire  $I$  et énergie d'excitation  $E^*$ ) et mettre en évidence des formes extrêmes du noyau est essentiel à la compréhension de l'organisation des nucléons dans le noyau et à la modélisation de l'interaction forte.

Une des formes les plus extrêmes observées jusqu'à aujourd'hui est la superdéformation. Un noyau superdéformé est un ellipsoïde de rapport grand axe sur petit axe de l'ordre de 2:1.

Le premier indice de l'existence de noyaux superdéformés date de 1962. En effet, c'est à cette époque que Polikanov et al. découvrent l'existence d'un état excité du noyau de  $^{242}\text{Am}$  qui fissionne rapidement, mais avec une certaine durée de vie [1]. C'est ce qu'on a appelé par la suite des isomères de fission. L'explication de ce phénomène en termes de déformation n'est venue que plus tard avec Strutinski en 1967 [2]: ces états du noyau correspondent à des minima secondaires de l'énergie potentielle du noyau à grande déformation axiale et sont ainsi protégés de la fission par une barrière de potentiel.

L'existence de ces formes est une conséquence directe de la nature quantique des constituants du noyau. Les protons et neutrons occupent des niveaux discrets d'énergie dont la densité varie en fonction de la déformation du noyau. La densité de niveaux d'énergie varie également en fonction du spin total du noyau. C'est ainsi que la superdéformation peut devenir la forme préférentiellement

adoptée par le noyau au delà d'une certaine valeur du spin et donc au delà d'une certaine fréquence de rotation.

La première observation du phénomène de superdéformation à haut moment angulaire date du début des années 80 avec la découverte en 1984 de corrélations rotationnelles (ridges) superdéformés dans la matrice de coïncidences entre 2 photons émis par le noyau de  $^{152}\text{Dy}$  [3] et en 1986, avec la découverte des transitions discrètes de la bande fondamentale superdéformée de  $^{152}\text{Dy}$  [4]. Depuis, plus de 300 bandes superdéformées ont été observées dans des noyaux de régions de masse différentes:  $A=30, 60, 80, 110, 130, 150, 170$  et  $190$  [5].

La propriété commune à toutes les bandes rotationnelles superdéformées est leur profil d'intensité. En effet l'intensité des transitions d'une bande superdéformée en fonction de l'énergie de transition présente 3 régimes caractéristiques: à haute énergie de transition, ou haute fréquence de rotation, l'intensité des transitions croît graduellement : c'est le régime de population. Suit ensuite un régime de saturation où l'intensité des transition est constante. Puis, à basse fréquence de rotation (aux spins  $6-12\hbar$  dans les noyaux de masse 190 et  $25-30\hbar$  dans les noyaux de masse 150) l'intensité disparaît soudainement en l'espace de 2 ou 3 transitions. La même chose a lieu à plus haute énergie d'excitation dans le puits de potentiel superdéformé: en effet, l'intensité des ridges superdéformés décroît rapidement à basse fréquence de rotation [6]. Le cas le plus répandu est que toute l'intensité qui est présente dans la bande superdéformée alimente l'état fondamental normalement déformé du même noyau : la désexcitation du noyau superdéformé s'accompagne d'un changement de forme. Mais il y a d'autres cas où le noyau superdéformé émet des particules chargées (proton ou particule  $\alpha$ ) [7]; la désexcitation s'accompagne alors d'un changement de noyau. Enfin, il existe le cas des isomères de fission où le noyau superdéformé peut fissionner et/ou changer de forme et décroître vers son état fondamental normalement déformé [8, 9, 10].



Figure 1.1: Zoom sur l'intérieur du multidétecteur GAMMASPHERE lorsqu'il était installé sur une ligne de faisceau du cyclotron 88" au LBL.



Lorsque le noyau superdéformé change de forme, il acquiert une énergie de déformation. Cette énergie est en général assez conséquente et le noyau a donc un large espace de phase pour se désexciter jusqu'à son état fondamental. Son émission électromagnétique est donc très fragmentée. La faible intensité (1% de la voie de réaction) présente initialement dans la bande superdéformée est répartie en une multitude de cascades différentes et les transitions de désexcitation ont donc une très faible intensité. Or, ce n'est qu'en identifiant les cascades de désexcitation qu'il est possible de déterminer les énergies d'excitation, spins et parités des états superdéformés et c'est un travail d'autant plus difficile que les transitions de désexcitation sont énergétiques car l'efficacité de détection chute dramatiquement à haute énergie de transition.

## 1.2 Spectre de Désexcitation et Nombres Quantiques

Mon travail de thèse a porté sur l'étude de la désexcitation des états superdéformés dans les noyaux de  $^{192}\text{Hg}$ ,  $^{194}\text{Hg}$  et  $^{194}\text{Pb}$  auprès des multidétecteurs  $4\pi\gamma$  EUROGAM [11] et GAMMASPHERE [12] (une photographie de GAMMASPHERE est donnée sur la figure 1.1). Dans tous les cas, nous avons identifié le spectre de désexcitation<sup>1</sup> et caractérisé le degré de fragmentation de la cascade de désexcitation: dans le cas du noyau de  $^{192}\text{Hg}$ , par exemple, plus de 3000 chemins différents sont empruntés dans la désexcitation<sup>2</sup>. Grâce à l'observation de transitions de grande énergie désexcitant en une étape le noyau superdéformé (appelées transitions de lien direct), nous avons établi, et ce pour la première fois depuis l'observation en 1986 de la première bande rotationnelle superdéformée à haut spin, les nombres quantiques ( $E^*$ ,  $I$ ,  $\pi$ ) des états superdéformés de  $^{194}\text{Hg}$ <sup>3</sup> et  $^{194}\text{Pb}$ <sup>4</sup>[13].

Un point important à noter est la faible intensité des transitions de lien direct: chacune représente de l'ordre d'1% ou moins de l'intensité totale présente dans la bande superdéformée, soit  $\leq 10^{-4}$  de la voie de réaction menant au noyau d'intérêt. Cette fraction de la voie de réaction est aux limites de ce qui est détectable avec les multidétecteurs conventionnels de type EUROBALL ou GAMMASPHERE (voir la figure 1.2): ceci rend l'étude de la désexcitation extrêmement difficile et représente une des motivations derrière les projets européen et américain d'une nouvelle génération de multidétecteurs basés sur le tracking  $\gamma$  (cf chapitre 4).

En octobre 2000, j'ai participé à une très longue expérience auprès du multidétecteur GAMMASPHERE. Celle-ci visait à connecter les états superdéformés du noyau de  $^{152}\text{Dy}$  aux états normalement déformés du même noyau. La selectivité

<sup>1</sup>T. Lauritsen et al., Phys. Rev. C 62 (2000) 044316, A. Lopez-Martens, Thèse de l'Université Paris XI (1996), D.P. McNabb et al., Phys. Rev. C 61 (2000) 031304

<sup>2</sup>A. Lopez-Martens et al., Phys. Rev. Lett. 7 (1996) 1707

<sup>3</sup>T.L. Khoo et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1583, G. Hackman et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4100

<sup>4</sup>A. Lopez-Martens et al., Phys. Lett. B 380 (1996) 18

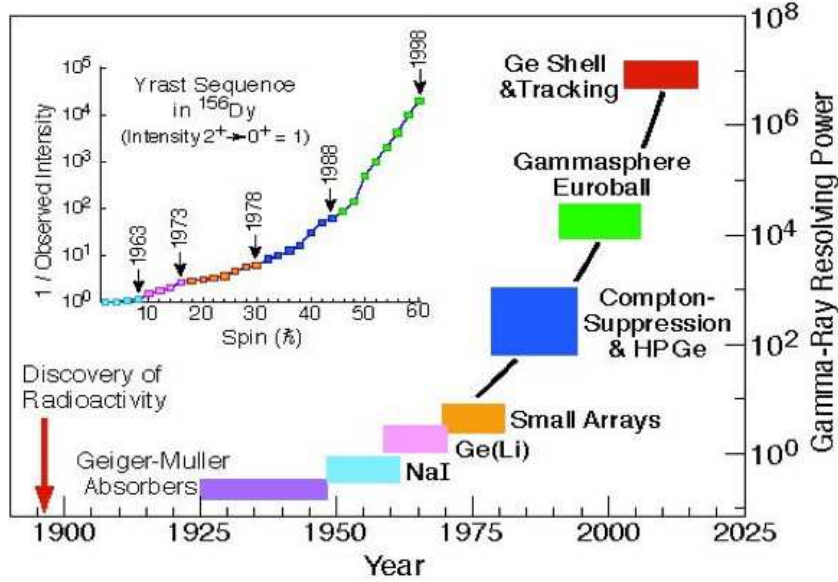


Figure 1.2: Pouvoir de résolution des détecteurs en fonction des développements technologiques et du temps. En encart; inverse de la fraction de la voie de réaction observée en fonction du spin des états et du temps.

de l'expérience a été accrue par rapport à une expérience précédente en utilisant une méthode appelée "isomer tagging". En effet et comme c'est illustré sur la figure 1.3, on sait que la bande superdéformée fondamentale du  $^{152}\text{Dy}$  décroît presque entièrement via un état isomérique de durée de vie  $t_{1/2} = 86$  ns. Un catcher a donc été placé à  $\sim 35$  cm en aval de la cible: les noyaux de recul issus de la cible y sont arrêtés et la détection de la décroissance de l'isomère sert à sélectionner les événements d'intérêt. L'analyse s'est révélée fructueuse et 15 ans après leur découverte, on a pu attribuer des nombres quantiques aux états de la bande superdéformée fondamentale<sup>5</sup>: l'état superdéformé  $28^+$  se situe à 3.7 MeV au dessus de son équivalent normalement déformé, ce qui place le croisement des lignes yrast normalement déformée et superdéformé 1 MeV et  $10\hbar$  plus bas que ce que l'on pensait. Le schéma de désexcitation établi est illustré dans la figure 1.3.

De l'autre côté de l'océan atlantique, une expérience effectuée à Euroball IV [14] (voir la photographie de la figure 1.4), dont le porte parole était H. Hübel, a permis de mettre en évidence, grâce aussi à la technique d'"isomer tagging" (appliquée cette fois-ci lors de l'analyse hors ligne), les transitions de lien direct

<sup>5</sup>T. Lauritsen et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 042501

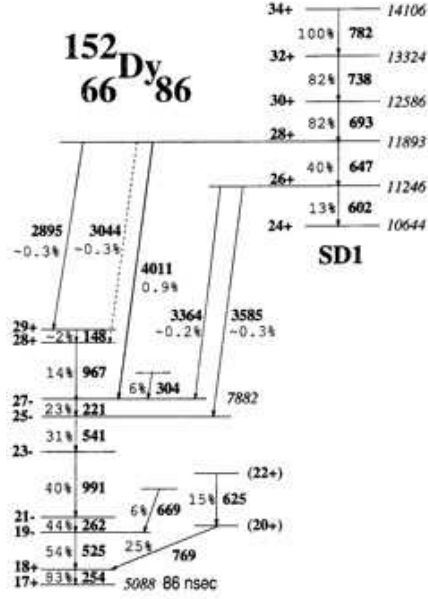


Figure 1.3: Schéma de niveaux partiel montrant les derniers états de la bande superféformée yrast du  $^{152}\text{Dy}$  ainsi que les états à plus faible déformation peuplés par la désexcitation de la bande superdéformée. Les intensités des transitions de lien direct sont indiquées en pourcentage du flux total de désexcitation.

desexcitant la bande rotationnelle superdéformée du noyau  $^{196}\text{Pb}$ <sup>6</sup>. Il est aussi important d'étendre la recherche des transitions de lien direct à d'autres noyaux, en particulier aux noyaux impairs en neutrons ou en protons où les densités de niveaux et l'appariement sont différents par rapport à un noyau pair-pair. Nous avons étudié les noyaux  $^{195}\text{Pb}$ ,  $^{193}\text{Hg}$  et  $^{191}\text{Hg}$  à EUROAM2 et GAMMASPHERE (pendant et après ma thèse). Dans le cas de  $^{191}\text{Hg}$ , étudié à GAMMASPHERE, deux études complémentaires ont été utilisées: la première est l'observation de 2 transition à 2.778 et 3.310 MeV en coïncidence avec les transitions de la bande superdéformée yrast, la seconde est l'analyse statistique du spectre quasicontinu de désexcitation des états superdéformés. L'excellent accord des 2 analyses nous donnent confiance que les 2 transitions à haute énergie sont des transitions de lien direct ce qui fait du  $^{191}\text{Hg}$ , le premier noyau impair dans lequel une bande superdéformée a pu être reliée de façon inambigüe au schéma de niveaux des états à déformation normale<sup>7</sup>. Le noyau  $^{190}\text{Hg}$  a été étudié à EUROBALL dans la réaction  $^{160}\text{Gd}(^{34}\text{S},4n)$ .

<sup>6</sup>A.N. Wilson et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 182501

<sup>7</sup>S. Siem et al., Phys. Rev. C 70 (2004) 014303



Figure 1.4: Demi-sphère du multidétecteur EUROBALL IV installé à l'IReS.

Comme dans le cas du  $^{191}\text{Hg}$ , les résultats issus de l'analyse du quasicontinuum de désexcitation sont en bon accord avec l'observation d'une transition discrète à 2.716 MeV <sup>8</sup>. Cependant, comme seule une transition de haute énergie a pu être identifiée en coïncidence avec la bande yrast superdéformée et au vu de l'erreur systématique de  $\sim 500$  keV sur l'énergie d'excitation obtenue par l'analyse du continuum, seule une limite inférieure sur l'énergie d'excitation des derniers états superdéformés observés peut être avancée.

Nous avons également étudié de nouveau le noyau de  $^{192}\text{Hg}$  auprès d'EUROBALL IV dans une expérience haute statistique (expérience que j'ai proposée et que nous avons effectuée en juillet et novembre 2002). Ce noyau est particulièrement important car il est considéré comme le noyau coeur de la région: toutes les propriétés connues (moment d'inertie dynamique, moment quadrupolaire, alignements...) des bandes superdéformées de la région sont discutées par rapport à celles du  $^{192}\text{Hg}$ . De plus, en comparant l'énergie d'excitation des états superdéformés du  $^{192}\text{Hg}$  à celle mesurée pour les états superdéformés des noy-

---

<sup>8</sup>S. Siem et al., à paraître

Table 1.1: Propriétés des états superdéformés de masse 190 et 150 pour lesquelles les énergies, spins et parfois parités ont été établis: énergie d'excitation absolue E et énergie d'excitation U au dessus de la ligne yrast, spin I et parité  $\pi$ , intensité  $I_{tot,lien}$  et nature des transitions de lien observées, autre mode de décroissance des états superdéformés, technique utilisée pour observer les transitions de lien direct, et résultat de l'analyse du quasicontinuum de décroissance (QC).

noyau, bande	I ( $\hbar$ ), $\pi$	E , U (MeV)	commentaire
$^{194}\text{Hg}$ , 1	8, +	6.42 , 4.28	$I_{tot,lien} = 3.8\%$ transitions E1 QC : E=6.6(5) MeV à 10.8(1) $\hbar$
$^{194}\text{Hg}$ , 3	9, -	7.23 , 4.54	$I_{tot,lien}= 0.9\%$ transitions E1 décroît vers la bande 1
$^{194}\text{Pb}$ , 1	6, +	4.88, 2.74	$I_{tot,lien} = 20.7\%$ transitions E1 et M1/E2 QC: E = 5.4(8) à 6.7(3) $\hbar$
$^{152}\text{Dy}$ , 1	24, +	10.64, 2.84	$I_{tot,lien} = 2\%$ transitions E1 et M1/E2 isomer tag
$^{152}\text{Dy}$ , 6	31, -	14.24, 4.13	$I_{tot,lien}=0\%$ décroît vers la bande 1
$^{192}\text{Pb}$ , 1	8, +	4.64, 2.08	$I_{tot,lien} = 9.8\%$ isomer tag transitions E1, M1 et E2 QC: U= 2.1(3) MeV à 10 $\hbar$
$^{196}\text{Pb}$ , 1	6, +	5.86, 3.39	$I_{tot,lien}= 0.9\%$ isomer tag transitions E1
$^{191}\text{Hg}$ , 1	31/2, ?	5.69, 3.14	$I_{tot,lien}=1.2\%$ QC : E = 5.7(5) MeV à I = 17.8(8) $\hbar$ transitions dipolaires

aux  $^{194}\text{Pb}$  et  $^{194}\text{Hg}$ , on aurait accès aux énergies de séparation de 2 neutrons et de 2 protons à la superdéformation. Enfin, il est prédit qu'à l'instar des noyaux superdéformés de  $^{194}\text{Hg}$ ,  $^{190}\text{Hg}$  et  $^{196}\text{Pb}$  [15, 16, 17, 18], le noyau superdéformé de  $^{192}\text{Hg}$  devrait avoir des excitations bâties sur des vibrations octupolaires dans la partie basse énergie de son spectre d'excitation [19, 20]. La région de masse 190 est d'ailleurs surnommée le paradis octupolaire. Or dans les jeux de données existantes, ces excitations n'ont pas été observées et ceci pose un nombre d'interrogations. Cette expérience a fait l'objet du travail de thèse d'un étudiant du groupe Structure Nucléaire (soutenue en 2006). Malgré la statistique 10 fois supérieure aux expériences précédentes, aucun résultat concluant n'a pu être mis en avant. L'analyse, complexe à cause de variations importantes des gains des détecteurs au cours du temps et le mauvais fonctionnement de certaines capsules des Clusters, a été abandonnée.

En conclusion, les nombres quantiques des états superdéformés de masse 190 et 150 ne sont connus avec certitude que dans 3 isotopes de Pb ( $^{192}\text{Pb}$  [21] et  $^{194,196}\text{Pb}$ ), 2 isotopes de Hg ( $^{191,194}\text{Hg}$ ) et un isotope de Dy ( $^{152}\text{Dy}$ ). L'état des connaissances est résumé dans le tableau 1.2. De manière plus générale, sur les plus de 300 bandes rotationnelles superdéformées connues à ce jour, seule une poignée a des énergies d'excitation et des spins connus! Ceci restreint considérablement la comparaison aux prédictions théoriques et ne permet pas de tester la capacité des différents modèles à calculer correctement les énergies de correction de couches.

### 1.3 Structure Fine des Raies Superdéformées dans $^{194}\text{Pb}$

La désexcitation des états superdéformés est expliquée en termes de couplage des états superdéformés avec des états de plus faible déformation. Dans le cas d'un couplage avec un seul état de plus faible déformation (couplage faible), il en résulte 2 états, dont l'un a une composante majoritairement superdéformée et l'autre, une composante majoritairement normalement déformée. L'état majoritairement superdéformé de spin  $I$  peut alors soit décroître vers le prochain état superdéformé de spin  $I - 2$ , soit décroître vers des états normalement déformés de plus basse énergie par le biais de sa composante normalement déformée. Les états issus du mélange sont peuplés par l'état superdéformé de spin  $I + 2$  proportionnellement à leur amplitude superdéformée au carré et la transition superdéformée du spin  $I + 2$  au spin  $I$  est donc dédoublée. Ceci est illustré dans la figure 1.5. La désexcitation a lieu lorsque les transitions "hors bande" peuvent entrer en compétition avec les transitions "intra-bande".

Dans les régions de masse  $A=130$  et  $160$ , ce scénario de mélange est bien établi puisqu'on a observé les états issus du mélange [22, 23]. Il est alors possible de mesurer la force d'interaction  $V$  entre les états superdéformés et normalement déformés. Celle-ci est de l'ordre de la dizaine de keV. Cette observation est facilitée dans les Nd et Lu par le fait que l'énergie d'excitation des états superdé-

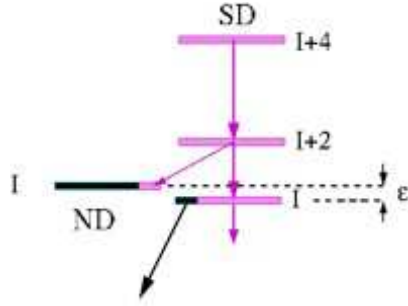


Figure 1.5: Représentation schématique du résultat du couplage entre un état superdéformé et un état normalement déformé. Les 2 états au spin  $I$ , séparés de  $\epsilon$ , sont alimentés par l'état superdéformé de spin  $I+2$  proportionnellement à leur amplitude superdéformée au carré (représentée en trait clair sur la figure).

formés est faible et donc la distance entre l'état superdéformé et son plus proche voisin normalement déformé est grande (50-100 keV). Le dédoublement de la raie superdéformée du spin  $I+2$  au spin  $I$  peut donc être résolu expérimentalement. Aux énergies d'excitation des états superdéformés des noyaux de masse 190 ( $U=3-4$  MeV au dessus de la ligne yrast), la densité d'états normalement déformés est très grande et on s'attend donc à ce que la séparation en énergie entre les états superdéformés et normalement déformés qui se mélangent soit si faible qu'elle ne soit pas mesurable par des détecteurs Germanium, qui sont ceux qui allient le mieux efficacité de détection et résolution en énergie. Par ailleurs, comme la configuration superdéformée est très différente des configurations normalement déformées avoisinantes (ce qui n'est pas le cas dans les noyaux de masse 130 et 160), l'interaction (et donc la répulsion) entre les états superdéformés et normalement déformés sera très faible également.

Il est cependant possible d'obtenir un ordre de grandeur pour l'amplitude normalement déformée dans l'état superdéformé en comparant les probabilités de transition réduites  $B(E1)$  ( $B(M1)$  ou  $B(M1/E2)$ ) des transitions de lien direct ou des transitions du premier pas de la cascade de désexcitation à celles qui sont typiquement mesurées dans ces noyaux. Dans le cas du  $^{194}\text{Pb}$ , par exemple, la valeur du  $B(E1)$  de la transition de lien direct à 2.8 MeV qui désexcite l'état superdéformé  $8^+$  est obtenu via le rapport des intensités des transitions et des temps de vie partiels:

$$\frac{I_{2806}}{I_{SD(8^+ \rightarrow 6^+)}} = \frac{\tau_{SD(8^+ \rightarrow 6^+)}}{\tau_{2806}} = \tau_{SD(8^+ \rightarrow 6^+)} \times 1.59 \cdot 10^{15} \times 2.806^3 \times B(E1)$$

Le rapport des intensités,  $I_{2806}/I_{SD(8^+ \rightarrow 6^+)}$ , est mesuré expérimentalement à  $\sim 3\%$  et le temps de vie de l'état superdéformé  $8^+$  a été mesuré à  $\tau_{SD(8^+ \rightarrow 6^+)} = 20(7)$  ps [25]. On obtient donc  $B(E1) = 2 \cdot 10^{-8}$  W.U. pour la probabilité de transition réduite de la transition de lien direct. Cette valeur est très retardée

par rapport aux valeurs typiques qui sont de l'ordre de  $10^{-6}$ - $10^{-5}$ . Le rapport du  $B(E1)$  mesuré et des  $B(E1)$  attendus donne l'amplitude carrée de la composante à déformation normale de l'état  $8^+$  superdéformé: 0.2-2%. Lorsque le moment angulaire du noyau diminue, l'amplitude carrée augmente (comme pour les noyaux de Nd et Lu). Au niveau de l'état  $6^+$ , elle est estimée, en faisant l'hypothèse d'un moment quadropolaire constant, à 4-15%. Avec ces valeurs et en supposant une certaine énergie de séparation entre les états superdéformés et normalement déformés qui se mélangent, soit un quart de l'énergie de séparation moyenne entre états normalement déformés à 2.7 MeV au dessus d'yrast, il est possible de déterminer la force d'interaction  $V$  entre états superdéformés et normalement déformés: de l'ordre de 5-150 eV au spin  $8\hbar$  et 25-400 eV au spin  $6\hbar$ . Ces valeurs sont beaucoup plus faibles que celles obtenues dans les isotopes de Nd et Lu. Ceci s'explique par le fait qu'il y a beaucoup plus de particules à réarranger pour passer de la configuration superdéformée à la configuration normalement déformée dans les noyaux lourds, ou en d'autres termes, la barrière de potentiel entre les puits superdéformé et normalement déformé est beaucoup plus difficile à franchir dans le Pb que dans le Nd ou Lu.

L'augmentation de l'amplitude de la composante normalement déformée de la fonction d'onde de l'état superdéformé lorsque le moment angulaire du noyau diminue est due à deux effets : d'une part à la diminution de la barrière de potentiel séparant les deux puits quand le spin du noyau superdéformé diminue et d'autre part à l'augmentation de la densité d'état normalement déformés qui va de pair avec celle de l'énergie d'excitation des états superdéformés (ces 2 effets sont représentés sur la figure 1.6). Un autre facteur important est l'augmentation des corrélations d'appariement lorsque le spin du noyau superdéformé diminue. Ces corrélations favorisent la diffusion de paires de nucléons sur d'autres orbitales et facilitent donc le réarrangement des nucléons dans le noyau<sup>9</sup>. Par ailleurs, les probabilités de transition E2 dans la bande superdéformée diminuent avec le spin parce que les énergies de transitions diminuent ( $T(E2) \propto E_\gamma^5$ ) alors que les probabilités de transition des états à déformation normale augmentent avec l'énergie d'excitation: d'un côté de la barrière, les temps de vie des états deviennent de plus en plus longs et de l'autre côté ils deviennent de plus en plus courts. En même temps, il devient de plus en plus facile pour le noyau superdéformé de pénétrer la barrière et de se coupler aux états normalement déformés. Inéluctablement donc, le noyau finit par changer de forme et se désexciter. Enfin, à tous ces effets, il peut s'ajouter des phénomènes de nature chaotique (voir section 1.4).

Le cas du  $^{194}\text{Pb}$  semblait néanmoins être un cas favorable pour investiguer la structure fine des dernières raies superdéformées puisqu'à l'énergie d'excitation des derniers états superdéformés, la séparation entre états normalement déformés de spins 6 et  $8\hbar$  est estimée à 1-2 keV, comparé à quelques dizaines d'eV pour les noyaux de Hg.

---

<sup>9</sup>Il est à noter que l'inclusion de vibrations des corrélations d'appariement dans les théories de champ moyen est à l'origine d'une augmentation de la densité d'états collectifs à faible déformation. Ceci augmente la probabilité de mélange entre états normalement déformés et superdéformés et précipite donc la décroissance des états superdéformés [24]



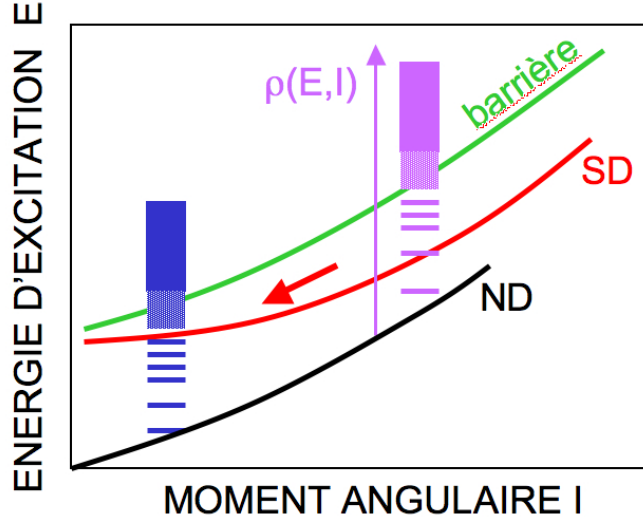


Figure 1.6: Dessin qui illustre de façon schématique comment varient en fonction du moment angulaire  $I$  (i) l'énergie d'excitation  $E$  des états superdéformés yrast par rapport aux états normalement déformés yrast de même spin (ii) la hauteur de la barrière de potentiel séparant le puits normalement déformé et le puits superdéformé et (iii) la densité d'états normalement déformés à l'énergie d'excitation des états superdéformés.

### 1.3.1 Expérience avec YRASTBALL

J'ai proposé une expérience nécessitant l'utilisation de LEPS (Low Energy Photon Spectrometer) dont la résolution à basse énergie est 2-3 fois supérieure à celle des détecteurs Germanium d'EUROBALL IV ou GAMMASPHERE. Nous avons obtenu 10 jours de faisceau à Yale auprès du multidétecteur Yrastball (voir la photographie sur la figure 1.7) en Décembre 1999. A l'époque, celui-ci était constitué de 15 détecteurs Germanium de petit volume (20%), 5 clovers et 5 LEPS placés autour de la cible dans une géométrie compacte. La réaction utilisée était  $^{184}\text{W}(^{16}\text{O},6n)^{194}\text{Pb}$  à 113 MeV. Les événements étaient enregistrés lorsqu'au moins 3 détecteurs étaient touchés. Après alignement en gain des ADC, sélection des événements prompts et addback des clovers, le nombre total d'événements obtenus de coïncidence photopique d'ordre 1 ou plus était  $0.9 \cdot 10^9$ . Malheureusement, à cause d'une très mauvaise résolution en énergie sous faisceau, seules les données de 2 des 5 LEPS ont pu être exploitées dans l'analyse. C'est ainsi que le spectre de transitions détectées dans les LEPS, conditionné par la détection de transitions de la bande superdéformées de  $^{194}\text{Pb}$  dans le reste d'Yrastball, manque cruellement de statistique. J'ai alors proposé la même expérience au Program Advisory Committee (PAC) du tandem du LNL

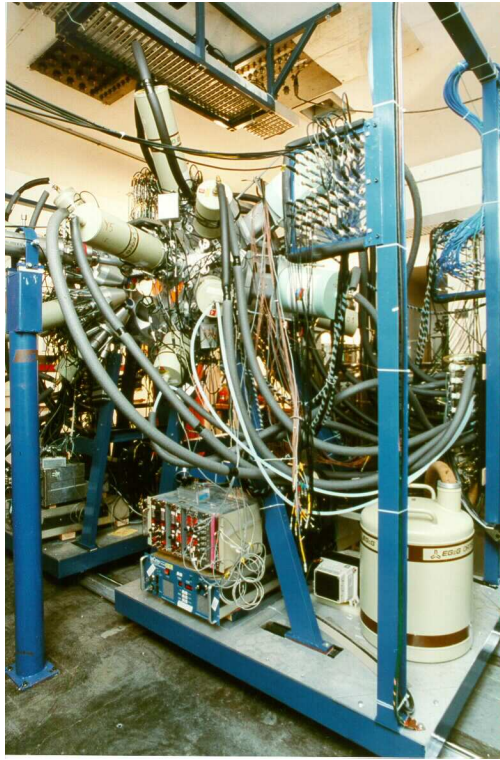


Figure 1.7: Multidécteur Yrastball installé auprès du tandem de l'Université de Yale.

(Legnaro, Italie). Elle a été acceptée et s'est déroulée en Janvier 2001.

### 1.3.2 Expérience avec GASP

L'utilisation du multidécteur  $4\pi$  GASP (une demi-sphère de GASP est illustrée sur la figure 1.8), auquel ont été rajoutés 5 LEPS, a considérablement augmenté la statistique et la qualité des données. Cette fois-ci, en plus des LEPS, on disposait de 35 détecteurs Germanium de gros volume et d'une boule interne composée de 80 cristaux de BGO. Une réaction, moins productive, mais beaucoup plus propre a été utilisée :  $^{168}\text{Er}(^{30}\text{Si},4n)^{194}\text{Pb}$  à 142 MeV. La cible d'Erbium était sur support épais d'Or pour s'assurer que toutes les transitions du bas de la bande superdéformée sont émises lorsque le noyau est à l'arrêt. La condition de déclenchement du système était 2 détecteurs Germanium et 3 éléments de la boule interne touchés. Le nombre total d'événements de coïncidence photopie d'ordre 1 ou plus était de  $2.2 \cdot 10^9$ . Les gains de 7 ADC des détecteurs gros volume ont été modifiés pour exploiter leur très bonne résolution en énergie.

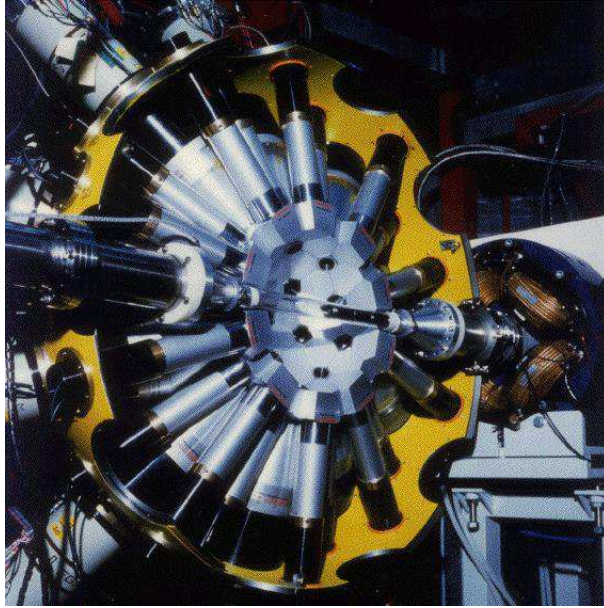


Figure 1.8: Multidétecteur GASP installé au LNL sur une ligne du tandem-Alpi.

Une nouvelle méthode de conditionnement des événements a été utilisée. Elle consiste à ne plus conditionner l'incrémentation d'un spectre par la présence de certaines transitions dans les événements [26] mais à utiliser comme filtre l'ensemble d'un spectre qui est caractéristique du phénomène que l'on souhaite isoler [27]. Chaque événement obtient donc un score, plus ou moins bon, selon qu'il corresponde ou non au type d'événement recherché. Dans notre cas, le filtre est le spectre des énergies des transitions détectées, conditionné par la détection d'au moins 2 transitions de la bande superdéformée fondamentale de  $^{194}\text{Pb}$ . Après passage des événements dans ce filtre, on obtient une matrice dont l'axe x représente le score des événements et l'axe y le spectre des énergies des transitions présentes dans ces événements. On détermine alors le score minimal des événements qui seront analysés par des méthodes standard : celui qui maximise le signal sur bruit mais aussi le signal.

Le spectre observé par les détecteur LEPS ainsi que celui détecté par les 7 détecteurs Germanium qui avaient une excellente résolution en énergie sont illustrés sur la figure 1.9. Les spectres sont extrêmement propres, ce qui démontre la selectivité de la méthode du filtre et il apparait clairement que la raie superdéformée à 169 keV est dédoublée<sup>10</sup>. La séparation entre les 2 pics est de 1.3(2) keV. En résolvant les équations qui décrivent le mélange entre 2 états nucléaires, on en déduit que la séparation entre l'état  $6^+$  superdéformé et son

<sup>10</sup>A. Lopez-Martens et al., Eur. Phys. J. A 20 (2004) 49

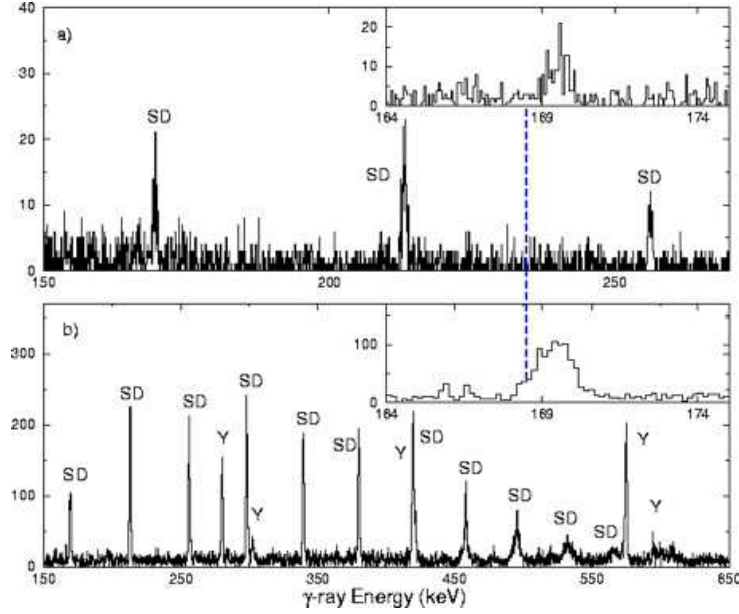


Figure 1.9: Spectres des énergies des photons détectés dans (a) les LEPS (a) et (b) les 7 détecteurs Germanium gros volume ayant la meilleure résolution en énergie. Les spectres correspondent à la projection de matrices filtrées (voir texte). Les transitions de la bande superdéformée sont marquées par SD et les transitions reliant les états à déformation normale par un Y. Les encarts montrent des zooms sur la transition superdéformée  $8^+-6^+$  à 169.6 keV.

plus proche voisin normalement déformé est de 0.9(2) keV avant interaction. Par ailleurs, on obtient pour la première fois dans cette région de masse une valeur expérimentale pour la très faible interaction entre états superdéformés et normalement déformés : 600(200) eV au spin  $6\hbar$ .

## 1.4 Distribution des Probabilités de Transition Réduites des Raies Primaires de Désexcitation

Si l'état superdéformé se couple à un état normalement déformé très excité, on peut se poser la question de savoir si la désexcitation est un processus statistique, ou en d'autres termes si l'état auquel se couple l'état superdéformé est complexe. Dans ce cas, et comme dans la décroissance d'états après capture résonante de neutron [28], on s'attend à ce que les probabilités de transition réduites des transitions qui désexcitent cet état (transitions dites primaires ou du premier pas de la cascade de désexcitation) suivent une loi en  $\chi^2$  à un degré de liberté,

appelée distribution de Porter-Thomas [29]. Ceci est une conséquence directe de la théorie des matrices aléatoires, à laquelle on associe souvent la notion de chaos<sup>11</sup>, et plus particulièrement des matrices de type GOE (Gaussian Orthogonal Ensemble)<sup>12</sup>. En effet, si un état est une superposition d'une multitude de configurations multi-particules-trous, il peut être décrit ainsi que le reste du spectre d'états voisins par une matrice aléatoire qui a les mêmes propriétés de symétrie que l'Hamiltonien du noyau. La matrice n'ayant aucune base de prédilection, ses éléments suivent une loi de probabilité gaussienne centrée en 0 [31]. La probabilité de transition réduite vers un état final étant proportionnelle à l'amplitude au carré d'une seule composante de l'état initial complexe, les probabilités de transition réduites  $\Gamma$  suivent donc une distribution  $\chi^2$  à un degré de liberté:

$$P(\Gamma) d\Gamma = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left( \frac{\Gamma}{\langle \Gamma \rangle} \right)^{-1/2} \exp -\frac{1}{2} \left( \frac{\Gamma}{\langle \Gamma \rangle} \right) d\Gamma$$

Cette distribution a la particularité d'engendrer de grandes fluctuations. Ceci pourrait expliquer pourquoi les transitions de lien direct qui donnent accès aux nombres quantiques des états superdéformés sont plus intenses (et donc observables) dans certains cas mais pas dans d'autres.

#### 1.4.1 Analyse en Termes de Distributions $\chi^2$

Lors de mon séjour postdoctoral au Niels Bohr Institute (Danemark), j'ai adapté la Méthode de Maximum de Vraisemblance [32] à l'étude d'échantillons constitués par les plus intenses des raies primaires dans la désexcitation des états superdéformés de <sup>194</sup>Hg. La question qu'on se posait était la suivante: Quelle est la nature de la distribution des raies primaires de désexcitation ? Nous avons donc procédé à une analyse des probabilités de transition réduites expérimentales  $w$  en termes de distributions  $\chi^2$  à  $\nu$  degrés de liberté:

$$f_{\theta,\nu}(w) = \frac{(\nu/2\theta)^{\nu/2}}{\Gamma(\nu/2)} w^{(\nu/2)-1} \exp \left( -\frac{\nu w}{2\theta} \right)$$

où  $\theta$  est la probabilité de transition réduite moyenne, et  $\Gamma$  est la fonction Gamma.

Si la distribution la plus probable correspond à  $\nu=1$  alors il en découle que l'état superdéformé se couple à un état normalement déformé chaotique. Si parcontre, le nombre de degré de liberté est différent de 1, cela peut vouloir dire plusieurs

<sup>11</sup>ceci est liée à la conjecture de Bohigas, Giannoni et Schmit [30]: "Spectra of systems whose classical analogues are fully chaotic show the same fluctuation properties as predicted by GOE".

<sup>12</sup>La théorie des matrices aléatoires a été introduite par E. Wigner [31] pour expliquer les propriétés des niveaux d'énergies de résonances nucléaires. Les bases d'une telle approche statistique peuvent être résumées par les termes de Wigner: ". . . the Hamiltonian which governs the behavior of a complicated system is a random symmetric matrix with no particular properties except for its symmetric nature". L'étude des ensembles de matrices aléatoires a été poursuivie par Dyson, Mehta et Gaudin.

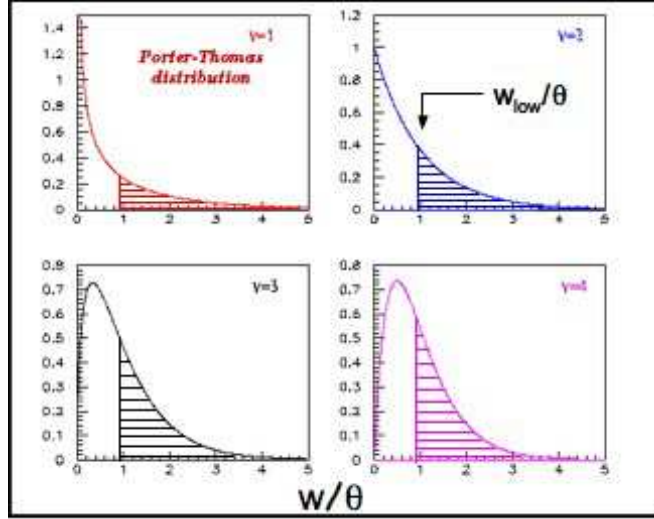


Figure 1.10: Illustration des distributions de probabilités de transition correspondant à des distributions  $\chi^2$  à 1, 2, 3 et 4 degrés de liberté. Dans tous les cas, les probabilités de transition  $w$  sont normalisées à la moyenne  $\theta$ . La partie des distributions accessible expérimentalement au dessus du seuil  $w_{low}$  est hachurée.

choses. Soit c'est le reflet de règles de selection dans la désexcitation, soit l'état superdéformé se couple à plusieurs états normalement déformés (couplage fort). Ceci serait le cas si la barrière de potentiel entre les puits superdéformé et normalement déformé disparaissait, par exemple.

Comme expérimentalement, les transitions les plus faibles ne sont pas observées, l'analyse doit se faire en terme de distribution  $\chi^2$  tronquées, c'est à dire au delà d'un certain seuil  $w_{low}$  en probabilité de transition réduite:

$$f_{\theta, \nu, w_{low}}(w) = a(\theta, \nu, w_{low})^{-1} w^{(\nu/2)-1} \exp\left(-\frac{\nu w}{2\theta}\right)$$

Le facteur  $a$  assure la bonne normalisation de la distribution au dessus du seuil  $w_{low}$ . Quelques distributions  $\chi^2$  sont illustrées sur la figure 1.10.

La Méthode du Maximum de Vraissemblance consiste alors a maximiser la probabilité  $L$  qu'un échantillon constitué de  $N_0$  probabilités de transition réduites  $w_i$  corresponde précisément à l'échantillon expérimental:

$$L(\theta, \nu, w_{low}) = \prod_i^{N_0} f_{\theta, \nu, w_{low}}(w_i)$$

La maximisation de  $L$  en fonction des deux paramètres inconnus et recherchés ( $\theta$  et  $\nu$ ) donne 2 conditions importantes qui représentent en fait une statistique

suffisante (elle contiennent toute l'information sur la vraisemblance  $L$ ). La première est que la moyenne des probabilités de transition réduites expérimentales doit être égale à la moyenne théorique accessible, c'est à dire calculée à partir des distributions  $\chi^2$  au delà du seuil  $w_{low}$ :

$$t_1 = \langle w \rangle_{exp} = \langle w \rangle_{acc}$$

La deuxième condition est similaire mais concerne la moyenne expérimentale et théorique du logarithme des probabilités de transition réduites:

$$t_2 = \langle \log w \rangle_{exp} = \langle \log w \rangle_{acc}$$

Comme le montre la figure 1.11, les 2 égalités définissent de façon unique les

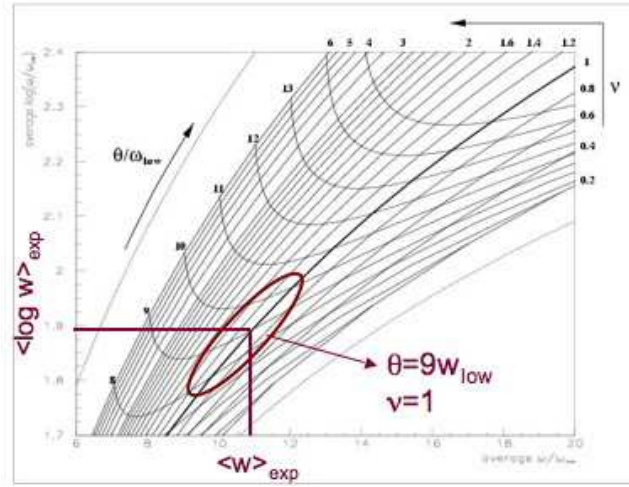


Figure 1.11: Exemple de détermination des paramètres  $\theta$  et  $\nu$  à partir des estimateurs  $\langle w \rangle_{exp}$  et  $\langle \log w \rangle_{exp}$ . La maille des moyennes théoriques,  $\langle \log w \rangle_{acc}$  vs  $\langle w \rangle_{acc}$ , est obtenue en variant les paramètres  $\theta$  et  $\nu$ . Toutes les probabilités de transition réduites sont normalisées au seuil  $w_{low}$ . L'incertitude sur la détermination des paramètres est donnée par les contours de  $\theta/w_{low}$  et  $\nu$  tangents à l'ellipse de dispersion.

paramètres  $\theta$  et  $\nu$  qui sont le mieux à même de décrire les données expérimentales. Nous avons également dérivé précisément la dépendance en  $\theta$ ,  $\nu$  et  $w_{low}$  de l'erreur sur la détermination des paramètres. La dispersion des estimateurs  $t_1$  et  $t_2$  autour des valeurs moyennes s'exprime par une matrice de variance qui se



traduit par l'ellipse de la figure 1.11.

Expérimentalement, 31 transitions primaires désexcitant les états superdéformés de  $^{194}\text{Hg}$  sont identifiées avec des intensités supérieures au seuil expérimental de  $3\sigma$ . Le caractère primaire d'une bonne partie des transitions a pu être vérifié par l'analyse de leurs coïncidences  $\gamma$ . Pour le reste des raies discrètes, on suppose que si leur énergie de transition,  $E_\gamma$ , est supérieure à 2.6 MeV (un peu plus de la moitié de l'énergie d'excitation des derniers états superdéformés observés de spin 10 et  $12\hbar$ ) alors c'est qu'elles doivent être du premier pas de la cascade de désexcitation. Les transitions du deuxième ou troisième pas de la cascade de même énergie impliquent une densité d'états initiaux élevée et donc une plus grande fragmentation de l'intensité. Ceci donne lieu à un quasicontinuum et non à des raies discrètes. On sait que les transitions reliant directement les états superdéformés aux états normalement déformés de basse énergie du  $^{194}\text{Hg}$  sont des transitions dipolaires électriques (E1), et on fait donc l'hypothèse que ceci est vrai pour toutes les transitions primaires identifiées. Les probabilités de transition réduites expérimentales sont donc obtenues en corrigeant les intensités des raies  $\gamma$  d'un terme d'espace de phase en  $E_\gamma^3$ . Si on se fixe un seuil assez conservateur au delà duquel on est sûr d'avoir identifié toutes les probabilités de transition réduites, alors seules 19 probabilités de transition réduites demeurent. Enfin, comme la désexcitation a lieu à partir de deux états initiaux,  $10^+$  et  $12^+$ , avec à peu près la même intensité et à des énergies d'excitation similaires, on considère que les probabilités de transition réduites des transitions désexcitant les états  $10^+$  et  $12^+$  superdéformés sont sélectionnées à partir d'une même distribution. Les résultats de la Méthode de Maximum de Vraisemblance obtenus sont en accord avec la thèse d'une désexcitation statistique. En effet, la distribution la plus vraisemblable obtenue est une distribution en  $\chi^2$  à 1 degré de liberté c'est à dire une distribution de Porter-Thomas<sup>13</sup> avec une probabilité de transition moyenne ( $\theta$ )  $\sim 4$  fois plus petite que le seuil  $w_{low}$ . Cependant, à cause du faible nombre de raies primaires observées, ce résultat est entaché d'une grande barre d'erreur. On n'a en effet accès qu'à la queue de la distribution des probabilités de transition réduites, or comme l'illustre la figure 1.10, c'est surtout à basse probabilité de transition que les distributions diffèrent. Par ailleurs, la distribution la plus probable obtenue fait de l'observation des transitions de lien direct intenses à 3489 et 4486 keV une rareté puisque la probabilité conjointe est de l'ordre de  $10^{-4}$ - $10^{-5}$ . Néanmoins, le nombre total de transitions primaires issu de la distribution la plus probable est en bon accord avec le nombre effectif de transitions obtenu dans le même intervalle en énergie ( $> 2.6$  MeV) par la Méthode des Fluctuations [33]: 400 et 530(200) respectivement. De plus, la distribution de Porter-Thomas reproduit de façon remarquable les données expérimentales. En effet, des simulations du spectre de transitions primaires au dessus de 2.6 MeV reproduisent très bien la forme générale des spectres expérimentaux de  $^{194}\text{Hg}$  et  $^{192}\text{Hg}$  (voir figure 1.12). Pour chaque simulation, on choisit aléatoirement 600 transitions primaires: leur énergie est tirée au sort depuis une distribution du type  $\exp(-E_\gamma/T)$  avec une température  $T=400$  keV et leur probabilité de

<sup>13</sup>A. Lopez-Martens et al., Nucl. Phys. A 647 (1999) 217



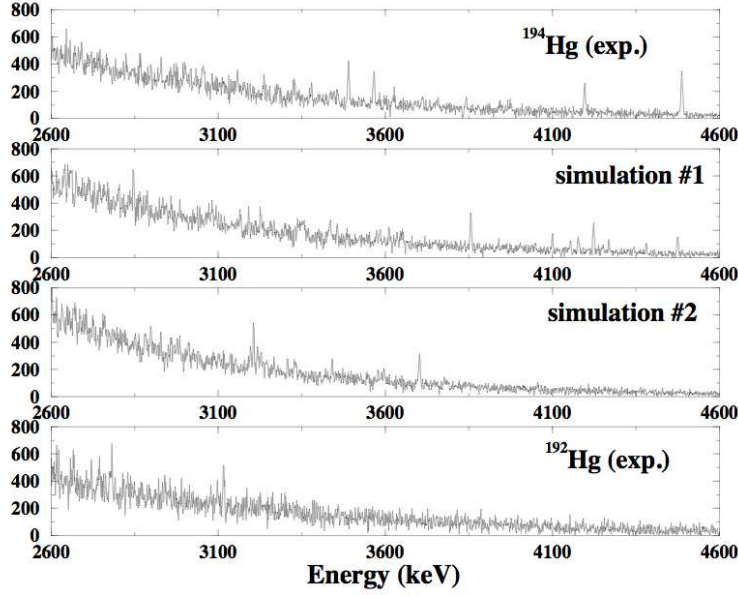


Figure 1.12: haut et bas: Spectres de désexcitation expérimentaux conditionnés par la présence dans les événements d'au moins 2 transitions de la bande superdéformée fondamentale du  $^{194}\text{Hg}$  et  $^{192}\text{Hg}$ . milieu: spectres de désexcitation simulés de la façon décrite dans le texte.

transition réduite est tirée au sort à partir de la distribution  $\chi^2$  la plus probable mentionnée ci-dessus. Chaque raie  $\gamma$  est ensuite convoluée par une gaussienne de largeur donnée par la résolution expérimentale à l'énergie de la raie. Enfin, des fluctuations statistiques de comptage sont ajoutées. Les résultats montrent que certaines simulations présentent des raies intenses à haute énergie comme c'est le cas dans le spectre expérimental de  $^{194}\text{Hg}$  et d'autres spectres simulés ressemblent plus au cas du  $^{192}\text{Hg}$ , avec très peu de raies intenses qui sortent du fond à haute énergie de transition. La distribution de Porter-Thomas permet donc de décrire qualitativement, mais aussi quantitativement, les propriétés du spectre expérimental des raies primaires de désexcitation.

Ce résultat a donné lieu à une proposition d'expérience que j'ai soumise au PAC d'EUROBALL III. Cette expérience, qui visait à réaliser la même analyse dans le cas des raies primaires de désexcitation de la bande fondamentale superdéformée de  $^{194}\text{Pb}$ , a été approuvée en juillet 97 et effectuée en mai 98. Malheureusement, les niveaux analogiques du trigger d'Euroball III étant mal réglés, le déclenchement se faisait essentiellement sur les événements de basse multiplicité  $\gamma$ . L'analyse des données a montré que la statistique accumulée dans les raies primaires de désexcitation, bien que 3 fois supérieure à celle des

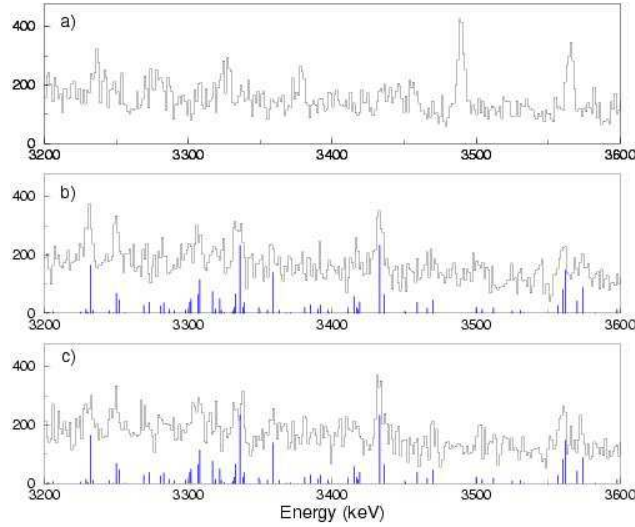


Figure 1.13: a) Spectre expérimental de désexcitation des états superdéformés du  $^{194}\text{Hg}$ . b) et c) Spectres simulés obtenus à partir des mêmes 600 raies primaires (représentées par les lignes verticales) mais avec 2 générateurs de nombres aléatoires différents.

données déjà existantes, était insuffisante pour déterminer la nature de leur distribution de probabilités de transition. En effet, vu que les transitions primaires dans ce noyau sont de natures électromagnétiques différentes, il est nécessaire de regrouper les transitions primaires en plusieurs groupes (E1, E2 et M1/E2) pour effectuer une analyse des probabilités de transition réduites. Ceci réduit considérablement la taille des échantillons expérimentaux et donne des résultats très incertains. Les simulations du spectre de transitions primaires de désexcitation a révélé 2 effets qu'il est important de souligner. Tout d'abord, on a remarqué que très peu de raies résultent d'une seule transition. Ceci est d'autant plus vrai à basse énergie de transition où les transitions s'empilent les unes sur les autres pour donner lieu à des pics larges ou ayant des formes étranges (ceci est illustré sur la figure 1.13). C'est ce qu'on appelle l'effet pandemonium [34]. D'autre part, l'effet des fluctuations statistiques est loin d'être négligeable. En effet, étant donné un ensemble de transitions simulées, la forme et l'intensité des raies résultantes changent dramatiquement en fonction du générateur de nombres aléatoires utilisé pour produire les fluctuations statistiques: d'une simulation sur l'autre, les pics peuvent disparaître, s'élargir ou même devenir des doublets ou triplets. Expérimentalement, changer le générateur de nombre aléatoire correspond à répéter une expérience (voir l'exemple du spectre de transitions primaires obtenus à EUROGAM 2 et GAMMASPHERE sur la figure 1.14). Il est donc nécessaire d'analyser et de traiter les raies observées expérimentalement

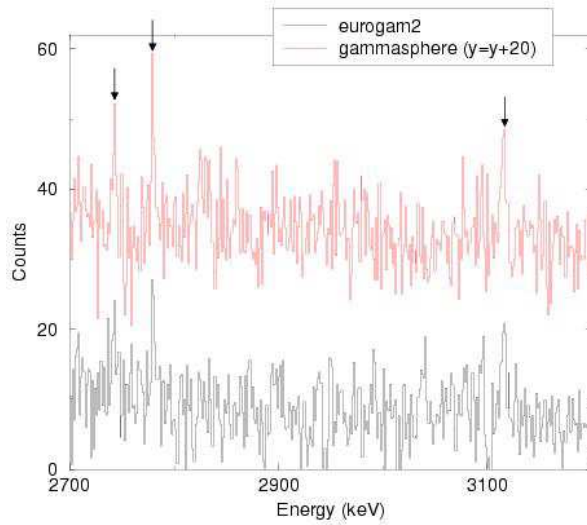


Figure 1.14: Partie du spectre de désexcitation des états superdéformés de  $^{192}\text{Hg}$  obtenu avec les multidétecteurs EUROGAM 2 et GAMMASPHERE. Les raies les plus intenses (marquées par les flèches) subsistent dans les 2 cas mais d'autres raies, plus faibles, peuvent disparaître ou apparaître au gré des fluctuations statistiques.

avec prudence, surtout lorsque celles-ci sont aux limites du pouvoir de résolution de l'appareillage utilisé <sup>14</sup>.

#### 1.4.2 Analyse en Termes de Paramètre de Chaoticité

Depuis mon recrutement au CNRS, j'ai continué à développer les questions associées au chaos dans la désexcitation des états superdéformés. Dans les travaux précédemment mentionnés, nous avons testé l'hypothèse d'une désexcitation statistique à l'aide de fonctions  $\chi^2$  à  $\nu$  degrés de liberté. Le désavantage d'utiliser l'analyse en  $\chi^2$  est que si  $\nu$  n'est pas égal à 1, on ne sait pas trop ce que cela veut dire. Pour remédier à ce problème et pour traiter les cas de désexcitation allant du régime ordonné jusqu'au régime chaotique, on a introduit le formalisme développé par S.Åberg dans son étude de l'effet tunnel assisté par le chaos [37]. Un paramètre  $\Delta$  est introduit qui décrit le degré de chaoticité du spectre d'états normalement déformés. Parmi les états normalement déformés et comme le montre la figure 1.15, un état spécial de type vibrationnel appelé "doorway", peut se coupler faiblement à l'état superdéformé via des couplages

<sup>14</sup>Ceci pourrait expliquer pourquoi les transitions de lien direct observées par Bouneau et al [35] dans la décroissance du noyau superdéformé  $^{193}\text{Tl}$  n'ont pas été confirmées par Krucken et al. [36]

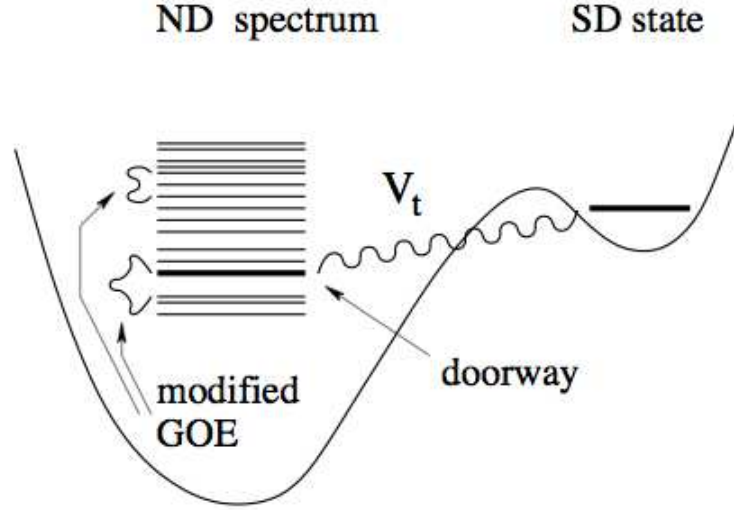


Figure 1.15: Illustration schématique des états de base et des interactions utilisés dans le modèle de désexcitation avec paramètre de chaoticité.

quadrupolaires entre les différentes configurations qui séparent les deux puits de potentiels. Le spectre d'états normalement déformés est décrit par une matrice aléatoire de dimension  $N$ , dont les éléments non diagonaux sont multipliés par  $\Delta$ , d'où le nom de "modified GOE". Si  $\Delta = 0$ , il n'y a pas d'interactions entre les états normalement déformés. Ils ne se mélangent pas entre eux et l'état superdéformé ne peut se coupler qu'à l'état "doorway". Si au contraire  $\Delta=1$ , le spectre des états normalement déformés est de type GOE: tous les états sont mélangés entre eux. Dans le cas d'un couplage faible, l'état superdéformé se couple alors avec son plus proche voisin normalement déformé. Comparé à la situation à  $\Delta=0$  ou seul l'état "doorway" contribue à l'amplitude normalement déformée de l'état superdéformé, lorsque  $\Delta=1$ , chaque état de la base contribue avec la même amplitude. Ce processus d'amplification de la composante normalement déformée pourrait être un autre facteur à l'origine de la soudaineté de la désexcitation des états superdéformés.

Pour appliquer cette méthode, il faut faire la conjecture suivante: à chaque amplitude normalement déformée dans l'état superdéformé correspond une probabilité de transition réduite. Ceci veut dire que chaque état de base de la matrice aléatoire est connecté à un seul état final à plus basse énergie d'excitation. Contrairement à la méthode en  $\chi^2$ , le problème n'est pas analytique et doit se résoudre par simulations. Pour une valeur de  $\Delta$  donnée,  $N_s$  simulations sont effectuées. Dans chaque cas, une matrice aléatoire de dimension  $(1000 \times 1000)$  est diagonalisée. On sélectionne alors  $N_t$  probabilités de transition (= amplitudes

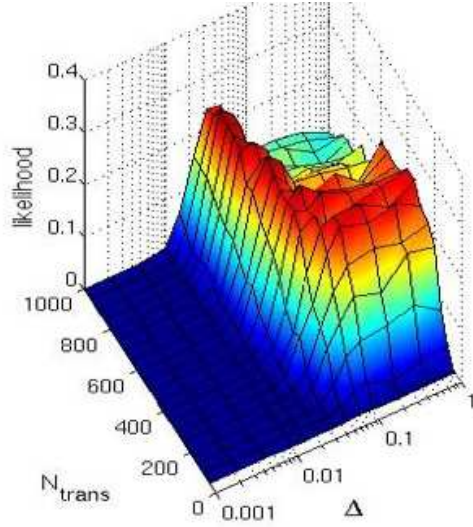


Figure 1.16: Vraisemblance que les 19 transitions primaires observées dans la désexcitation des états superdéformés de  $^{194}\text{Hg}$  soient les plus intenses parmi un total de  $N_{trans}$  et que leurs probabilités de transition réduites résultent d'un paramètre de chaoticité  $\Delta$  du spectre d'états normalement déformés.

dans l'état superdéformé). On identifie les  $N_0=19$  probabilités les plus grandes. Parmi celles-ci, la plus petite joue le rôle du seuil  $w_{low}$ . Les  $N_0$  probabilités de transition réduites sont normalisées à cette valeur de  $w_{low}$ . On peut alors, en fonction de  $\Delta$  et  $N_t$ , comparer la distribution des  $N_0$  probabilités issus des simulations aux  $N_0$  probabilités de transitions expérimentales, normalisées elles aussi au seuil expérimental  $w_{low}$ .

Les résultats obtenus pour le  $^{194}\text{Hg}$  (voir figure 1.16) montrent que la désexcitation des états superdéformés est très probablement chaotique et que les 19 transitions primaires observées ne représentent que le haut de l'iceberg. En effet, le paramètre  $\Delta$  le plus probable est supérieur à 0.08. La distribution des probabilités de transition réduites associée est très similaires à la distribution Porter-Thomas. Par ailleurs, le nombre le plus probable de transitions  $N_t$ , parmi lesquelles seules 19 sont visibles, est plus grand que 250, ce qui est en bon accord avec les chiffres obtenus par la Méthode des Fluctuations (530(200)).

Une nouvelle analyse en utilisant des matrices sparses est en cours. Cette méthode se justifie par le fait que la densité d'états qui interagissent via l'interaction résiduelle est inférieure à la densité totale d'états. Ceci fait qu'une fraction des éléments de matrice non diagonaux doivent être effectivement nuls. Le paramètre important est alors la dimension effective de la matrice GOE,

Table 1.2: Energies d'excitation (en MeV) de l'état superdéformé fondamental (tête de bande) de trois noyaux de la masse 190 calculées avec plusieurs approches théoriques utilisant différentes forces effectives. La dernière ligne correspond aux extrapolations jusqu'à spin nul de l'énergie d'excitation mesurée au spin où a lieu la désexcitation (valeurs moyennes dans le cas d'analyses du quasi-continuum de désexcitation pour le  $^{192}\text{Hg}$  et valeurs absolues données par les transitions de lien direct dans les deux autres cas).

Type de calcul	$^{192}\text{Hg}$	$^{194}\text{Hg}$	$^{194}\text{Pb}$
RMF + NL3 [38]	4.46	6.0	4.53
HF+BCS (SKM*) [39]	4.2	5.0	4.86
CHFB (SKM* + DDPI) [40]	4.7	5.5	4.7
CHFB (SKP + DDPI) [40]	4.6	5.5	5.6
CHFB (SLy4 + DDPI) [40]	5.2	6.5	6.2
GCM + GOA + HFB (Gogny) [41]	5.08	6.49	4.55
Expérience	5.3(5), 6.1(9)	6.0	4.6

$d_{eff}$ , qui est défini comme le produit de la dimension de la matrice et de la fraction des éléments de matrice non diagonaux non nuls.

## 1.5 Conclusion et Perspectives

En conclusion, s'il s'avère que les fluctuations d'intensité des transitions primaires de désexcitation relèvent du hasard, alors il est impossible de prédire dans quels noyaux les transitions de lien seront observées. On sait cependant que plus l'énergie d'excitation des états superdéformés est élevée et plus les états quasi-sphériques environnants sont nombreux et complexes. On peut donc s'attendre à une gamme en énergie d'excitation où ces états nucléaires deviennent chaotiques. L'étude de la désexcitation des états superdéformés, toutes régions de masse confondues, sera alors un moyen privilégié pour étudier et comprendre la transition de l'ordre vers le chaos dans le noyau atomique.

Lorsque la chance et la statistique sont au rendez-vous, la connaissance des énergies, spins et parités des états superdéformés permet de poser des contraintes fortes sur les modèles théoriques. Ceci est illustré dans le tableau 1.2 qui résume les résultats de plusieurs calculs self-consistants de type champ moyen relativiste (RMF) avec la force NL3, champ moyen (tournant ou non) utilisant des forces de type Skyrme (SKM\*, SKP, SLy4) et différents traitements des corrélations d'appariement (BCS, transformation de Bogolioubov, force d'appariement constante ou dépendante de la densité) et approche au delà du champ moyen avec la Méthode de la Coordonnée Génératrice avec la force de Gogny et des extensions permettant d'inclure la rotation (Gaussian Overlap Approximation). Il apparaît clairement que les modèles théoriques ont des difficultés à reproduire l'ensemble des données même s'il arrive qu'une énergie calculée soit en bon accord avec la mesure expérimentale. Par ailleurs, toutes les approches, sauf la dernière qui

se base sur des combinaisons linéaires d'états correspondant à des déformations différentes, obtiennent l'état fondamental du  $^{192}\text{Hg}$  à plus basse énergie (ou à la même énergie) d'excitation que celui du  $^{194}\text{Pb}$  alors qu'expérimentalement, il semblerait que ce soit l'inverse qui soit vrai. Ceci reflète la difficulté d'évaluer la densité de niveaux autour du niveau de Fermi à la superdéformation et démontre la nécessité de poursuivre les études de la désexcitation des états superdéformés.

## Chapter 2

# Superdéformation à Haute Température

### 2.1 Introduction

Depuis la découverte en 1986 des premiers états superdéformés à haut moment angulaire dans le noyau de  $^{152}\text{Dy}$ , le mystère de l'intense population d'états superdéformés à haut spin, plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle d'états normalement déformés de même spin [42], n'est toujours pas élucidé. Deux axes de recherches se distinguent sur ce sujet : les études concernant les effets de voies d'entrée (mécanismes de réaction et survie à la fission, refroidissement accru du noyau via l'émission de photons de la Résonance Dipolaire Géante (GDR),...) et les études se rapportant aux effets de structure (densité et propriétés d'états à haut moment angulaire et à haute température, transition d'un régime désordonné et chaud vers un régime ordonné et froid dans le second puits de potentiel).

Les états superdéformés du noyau sont généralement peuplés dans des réactions de fusion-évaporation à hauts moment angulaire et énergie d'excitation. Le noyau composé se refroidit en émettant d'abord des particules légères (neutrons, mais aussi protons ou particules  $\alpha$ ) puis une série de photons  $\gamma$ . Au fur et à mesure que l'énergie d'excitation du noyau, c'est à dire sa température diminue, une petite fraction des cascades (typiquement  $\sim 1\%$ ) sont piégées dans le second puits de potentiel. La rotation du noyau superdéformé donne lieu à une émission de transitions quadrupolaire électrique (E2) non résolues puis à une série de transitions discrètes qui forment la bande fondamentale superdéformée du noyau. Avant d'atteindre l'état fondamental superdéformé, le noyau change alors brutalement de forme et émet une cascade de photons dits de désexcitation pour rejoindre la ligne yrast à déformation normale (voir le chapitre 1 précédent). Le noyau décroît ensuite par émission de transition discrètes jusqu'à son état fondamental. Ce double cycle d'émission de transitions non résolues et discrètes est illustré dans la figure 2.1.



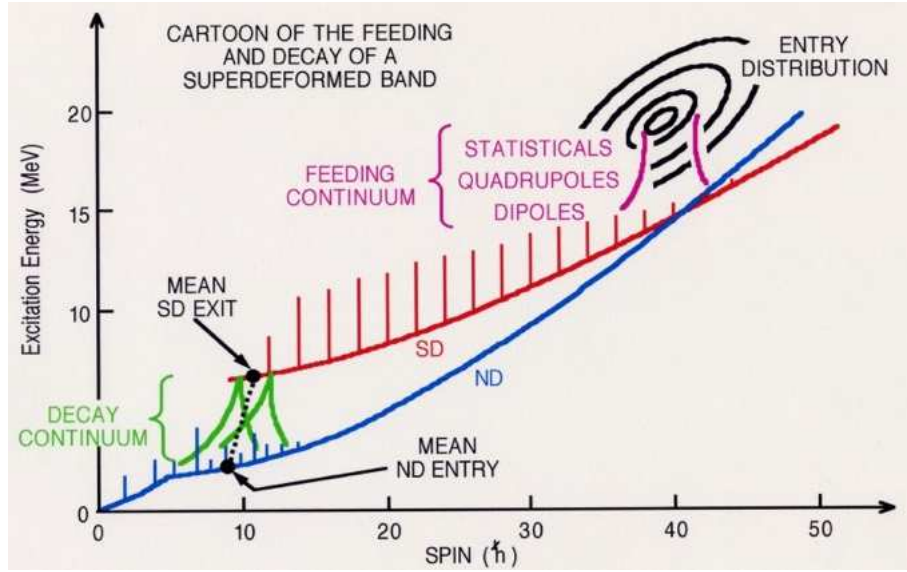


Figure 2.1: Représentation schématique des étapes de population et désexcitation d'une bande rotationnelle superdéformée. Le long des lignes yrast superdéformée et normalement déformées, la hauteur des traits signifie l'intensité des transitions discrètes. (cartoon réalisé par T. Lauritsen)

## 2.2 Décomposition du Spectre d'Émission du Noyau

Après avoir comptabilisé et soustrait les raies discrètes du spectre total d'émission  $\gamma$ , les composantes quasicontinues d'alimentation statistique et collective ainsi que le quasicontinuum de désexcitation peuvent être identifiées grâce à une analyse dite de quasicontinuum. Les différentes composantes du spectre d'émission du  $^{194}\text{Hg}$  sont montrées dans la figure 2.2. Cet exercice a été effectué dans le cas du  $^{192}\text{Hg}$  [43]<sup>1</sup>,  $^{194}\text{Hg}$ <sup>2</sup>,  $^{194}\text{Pb}$  [44]<sup>3</sup>,  $^{191}\text{Hg}$ <sup>4</sup>,  $^{192}\text{Pb}$  [44]. Une analyse similaire a récemment été effectuée pour le noyau  $^{152}\text{Dy}$ <sup>5</sup>. Dans ce cas, il semblerait, d'après les ajustements de simulations Monte Carlo, que les spectres quasi-continus de décroissance et d'alimentation collective des états superdéformés aient un recouvrement important et que le spectre de décroissance n'ait pas de composante à haute énergie. Ceci est très différent de la situation dans la masse 190 qui est illustrée dans la figure 2.2.

<sup>1</sup>T. Lauritsen et al., Phys. Rev. C 62 (2000) 044316, A. Lopez-Martens Thèse de l'Université Paris XI (1996)

<sup>2</sup>comme en note <sup>1</sup>

<sup>3</sup>A. Lopez-Martens, Thèse de l'Université Paris XI (1996)

<sup>4</sup>S. Siem et al., Phys. Rev. C. 70 (2004) 014303

<sup>5</sup>T. Lauritsen et al., Phys. Rev. C 75 (2007) 06430

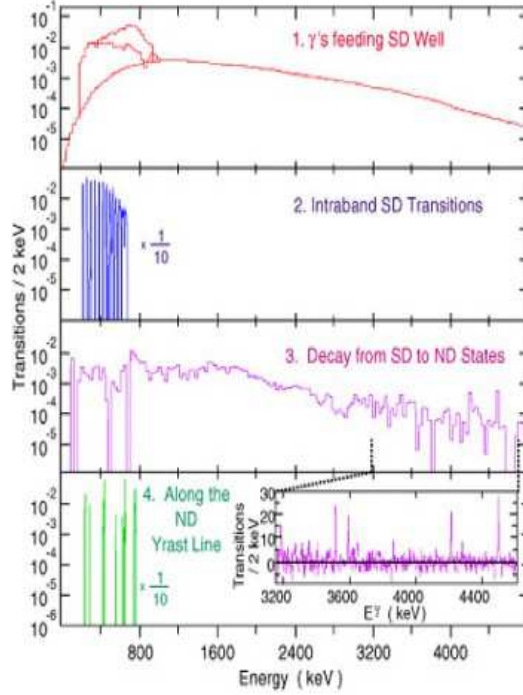


Figure 2.2: En partant du haut: spectre d'alimentation statistique et collective de la bande superdéformée yrast de  $^{194}\text{Hg}$ , transitions de la bande superdéformée yrast, spectre de désexcitation de la bande et enfin transitions discrètes reliant les états normalement déformés yrast. Le zoom est fait sur la partie à haute énergie du spectre de désexcitation qui révèle les transitions de lien direct entre états superdéformés et normalement déformés yrast.

Dans le cas du  $^{192}\text{Hg}$ , le spectre d'émission statistique a été calculé à partir de la distribution en énergie d'excitation et spin des résidus d'évaporation mesurée dans la réaction  $^{160}\text{Gd}(^{36}\text{S}, 4n)^{192}\text{Hg}$ . Le calcul est réalisé à l'aide d'un code Monte Carlo qui prend en compte la compétition entre les transitions E1 et E2 ainsi que la possibilité d'allers-retours par effet tunnel entre les puits de potentiel superdéformé et normalement déformé. La réaction menant au  $^{194}\text{Hg}$  étant très similaire dans le sens où les quantités de spin et énergie d'excitation résultantes sont semblables, on a fait l'hypothèse que le spectre de désexcitation statistique du résidu d'évaporation  $^{192}\text{Hg}$  est applicable au  $^{194}\text{Hg}$ . La validité de cette approximation a été vérifiée en construisant le spectre des transitions en coïncidence avec les transitions de lien direct car ce conditionnement "bypass" le quasicontinuum de désexcitation. On a donc pu vérifier que le spectre expérimental ainsi obtenu au delà d'1 MeV, qui ne comporte alors que des tran-

sitions appartenant à la cascade d'alimentation statistique, correspondait bien au spectre d'émission statistique calculé.

Le spectre d'alimentation collective a été isolé canal par canal par distributions angulaires du spectre total auquel on a soustrait la composante statistique. Une composante M1/E2 a été mise en évidence à basse énergie ( $< 500$  keV). Le restant du spectre d'alimentation collective, appelé bosse E2, est centré à une énergie de transition de 730(40) keV (cf figure 2.3.c).

Les centroïdes et multiplicités (= surfaces normalisées) des différentes composantes donnent accès au spin et à l'énergie emportés par les différents types de cascade. On peut ainsi remonter à la distribution en spin et énergie d'excitation du résidu d'évaporation. Dans le cas du  $^{194}\text{Hg}$ , le point moyen d'entrée dans le plan ( $E^*, I$ ) est extrait à  $53.9(2.0)\hbar$  et  $24.6(1.2)$  MeV. Ces chiffres sont en bon accord avec les valeurs maximales obtenues dans un calcul de cinématique de la réaction  $^{150}\text{Nd}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{194}\text{Hg}$ ,

$$E_{\text{résidu}}^* = E_{CM} + Q_{fus} - KE = 25 - 33 \text{ MeV}$$

où  $E_{CM}$  est l'énergie disponible dans le centre de masse:

$$E_{CM} = \frac{A_{\text{faisceau}}}{A_{\text{faisceau}} + A_{\text{cible}}} \times E_{\text{faisceau}} = 152.27 \text{ MeV}$$

et  $Q_{fus}$  le gain en énergie de liaison dans la réaction de fusion:

$$Q_{fus} = m(^{48}\text{Ca}) + m(^{150}\text{Nd}) - m(^{198}\text{Hg}) = -87 \text{ MeV}$$

et  $KE$ , l'énergie cinétique des 4 neutrons évaporées qui est de l'ordre de 32-40 MeV. Pour le spin maximal  $l_{max}$  du résidu d'évaporation, on décompose l'énergie disponible dans le centre de masse en énergie potentielle et énergie centrifuge:

$$E_{CM} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_{\text{faisceau}} Z_{\text{cible}} e^2}{R_{int}} + \frac{\hbar^2 l_{max} (l_{max} + 1)}{2\mu R_{int}^2}$$

où  $\mu$  est la masse réduite du système:

$$\mu = \frac{A_{\text{cible}} A_{\text{faisceau}}}{A_{\text{cible}} + A_{\text{faisceau}}}$$

et  $R_{int}$  correspond au rayon d'interaction. Plusieurs expression différentes de  $R_{int}$  existent dans la littérature. Certaines utilisent la somme des rayons des noyaux

$$R = 1.2A^{1/3},$$

d'autres la somme des rayons à mi-densité

$$R = 1.12A^{1/3} - 0.94A^{-1/3}$$

et dans tous les cas, une distance de quelques fermi (de 2 à 3.3) est ajoutée à la somme des rayons pour simuler la portée de l'interaction nucléaire. Dans le

cas de la réaction d'intérêt, on obtient  $l_{max} = 62 - 66 \hbar$ , en négligeant le spin emporté par les 4 neutrons.

La figure 2.3 illustre comment la bande superdéformée est graduellement peuplée à mesure que le spin (et donc l'énergie d'excitation) du noyau diminue. On remarque que le spin auquel on atteint 50% de population de la bande superdéformée correspond au maximum de la bosse E2.

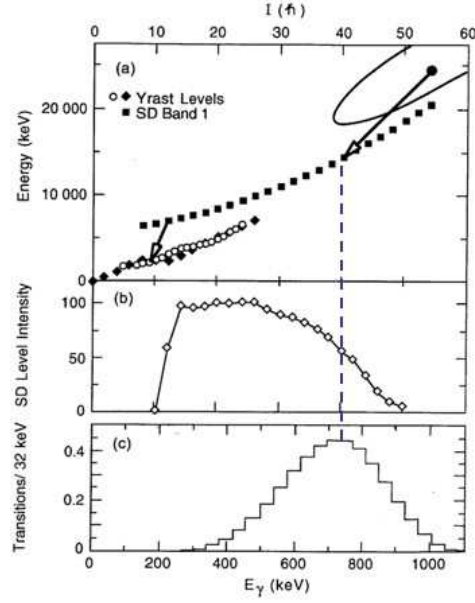


Figure 2.3: En partant du haut: chemin moyen de désexcitation du résidu d'évaporation  $^{194}\text{Hg}$  conditionné par l'émission des transitions de la bande superdéformée yrast, pourcentage de l'intensité présente dans la bande et intensité en unités de multiplicité de la bosse E2 en fonction du spin des états ou de l'énergie des transitions de la bande.

En 2002, avec T.L. Khoo d'Argonne National Laboratory et Th. Døssing du Niels Bohr Institute, je me suis reinterressée aux propriétés de cette bosse E2. On se posait notamment la question de savoir s'il existait, comme dans le cas des terres rares normalement déformées ou superdéformées, des corrélations entre certaines transitions de la bosse et si ces corrélations changeaient avec l'énergie d'excitation. L'existence ou la suppression des corrélations rotationnelles dépend du degré de mélange des différentes configurations excitées du noyau ainsi que des propriétés d'alignement et de réponse à la rotation des orbitales impliquées dans les excitations nucléaires. L'étude du continuum rotationnel est donc très riche en informations.

## 2.3 Corrélations Rotationnelles dans le Noyau Superdéformé $^{194}\text{Hg}$

J'ai repris des données expérimentales issues d'une expérience haute statistique consacrée à l'étude du phénomène de staggering  $\Delta I=2$  observée dans les bandes rotationnelles de mass 190 [45]. L'expérience a été effectuée en 1995 auprès du multidétecteur GAMMASPHERE. A l'époque, celui-ci comprenait 70 compteurs Germanium. Ce qui est important pour la suite, c'est le fait que la cible de  $^{150}\text{Nd}$  est mince et auto-supportée. Ceci garantit que toutes les transitions sont émises alors que le noyau de recul est en vol. Tout élargissement des raies est donc dû à des effets physiques et non à une correction Doppler inadaptée. Bien évidemment, le noyau ralentit dans la cible mais ceci n'affecte que les transitions émises en fin de cascade.

Le spectre triplement conditionné par les transitions de la bande fondamentale superdéformée du  $^{194}\text{Hg}$  est illustré dans la figure 2.4. Pour étudier les

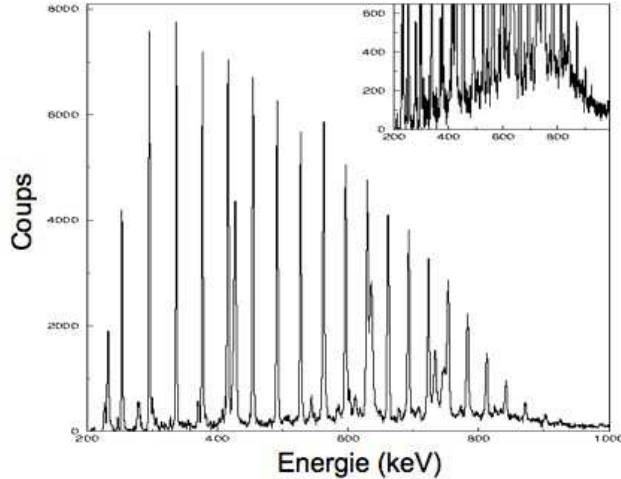


Figure 2.4: Spectre triplement conditionné par les transitions de la bande superdéformée yrast du  $^{194}\text{Hg}$ . En encart, le zoom sur l'intervalle en énergie de 200 à 900 keV révèle la bosse E2.

corrélations des transitions de la bosse E2 visible dans l'encart de la figure 2.4, il faut construire une matrice de coïncidence conditionnée par les transitions de la bande superdéformée yrast. Le canal  $(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$  de la matrice est incrémenté si au moins 2 transitions de la bande sont également présentes dans l'événement. Malgré le conditionnement, la matrice ainsi construite contient encore du fond qui est soustrait par la technique COR [46]. Le résultat est montré sur la figure

2.5. Les transitions de la bande superdéformée forment une grille autour de la

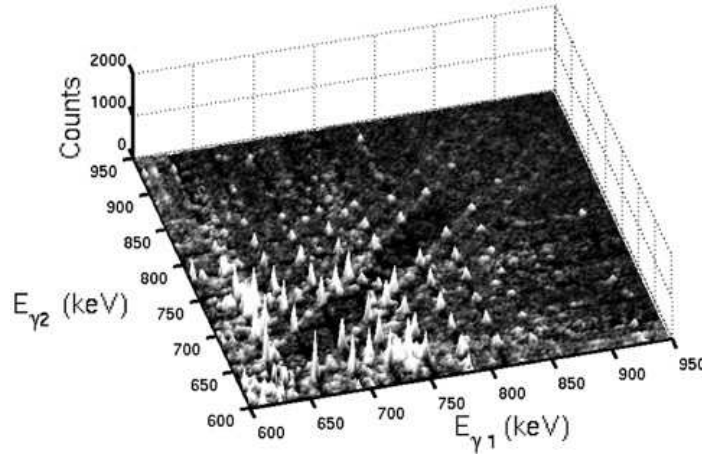


Figure 2.5: Portion de matrice de coïncidence conditionnée par la présence d'au moins 2 transitions de la bande superdéformée yrast du  $^{194}\text{Hg}$ .

diagonale qui est vide. On observe aussi clairement 2-3 ridges parallèles à la diagonale de la matrice. Les particularités de ces ridges sont:

- leur faible largeur à mi hauteur (5-10 keV),
- leur moment d'inertie (similaire à la bande fondamentale) et
- le nombre de bandes rotationnelles qui les composent : 100-150 au delà de l'énergie de transition 700 keV.

Par ailleurs, l'intensité des ridges correspond presque à la totalité de l'intensité des transitions collectives E2 qui alimentent les états de la bande fondamentale superdéformée, c'est à dire de la bosse E2.

## 2.4 Retard de l'Amortissement de la Rotation et Régime Transitoire

La petite largeur des ridges, le fait que pratiquement toute l'intensité E2 se retrouve dans les ridges et le grand nombre de bandes qui contribuent aux ridges font du noyau  $^{194}\text{Hg}$  un cas complètement différent des autres cas étudiés. Dans le cas des états rotationnels (moins déformés) des noyaux  $^{168}\text{Yb}$  et  $^{163}\text{Er}$  [47, 48, 49, 50] ainsi que des états superdéformés du noyau  $^{143}\text{Eu}$  [51, 52, 53, 6], la fraction des transitions E2 qui portent des corrélations rotationnelles, et donc qui contribuent à l'intensité des ridges, est beaucoup plus petite, typiquement <10%. Dans le cas du  $^{152}\text{Dy}$ , la fraction étroite extraite à partir de simulations

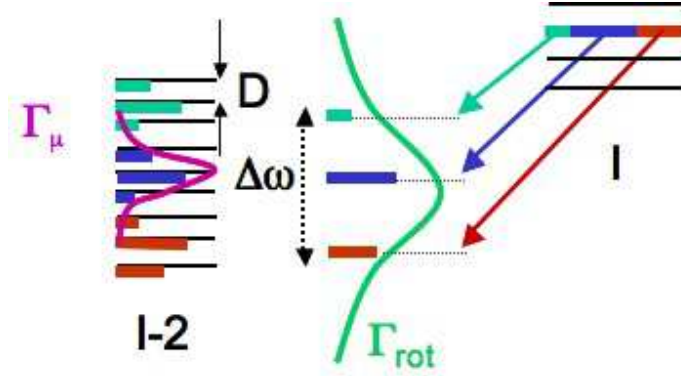


Figure 2.6: Illustration du phénomène “classique” d’amortissement de la rotation. Les états intrinsèque du noyau espacés d’une distance moyenne  $D$  se mélange via l’interaction résiduelle et donne lieu à des états ayant plusieurs composantes intrinsèques de largeur  $\Gamma_\mu$ . En l’absence de rétrécissement par le mouvement, la décroissance  $E2$  d’un état  $I$  vers un état  $I - 2$  a lieu sur un intervalle en énergie  $\Gamma_{rot}$  qui est proportionnelle à la dispersion en fréquence de rotation  $\Delta\omega$  des états intrinsèques qui se mélangent.

Monte Carlo est un peu plus grande ( $\sim 30\%$ <sup>6</sup>). Le restant de l’intensité  $E2$  émise par chaque état est fragmentée en un grand nombre de transitions, c’est à dire le nombre d’embranchements  $n_{branch} \geq 2$ . La définition du nombre d’embranchements est donnée dans l’équation (6) de la référence [54]:

$$n_{branch} = \left( \sum_{\beta} w_{\alpha I \rightarrow \beta I-2}^2 \right)^{-1}$$

où  $w_{\alpha I \rightarrow \beta I-2}$  est la probabilité de transition normalisée entre un état initial  $\alpha$  au spin  $I$  et un état final  $\beta$  au spin  $I - 2$ , la normalisation étant:

$$\sum_{\beta} w_{\alpha I \rightarrow \beta I-2} = 1$$

Dans tous les cas étudiés, la distribution des énergies des transitions du continuum collectif  $E2$  couvre un large intervalle en énergie ( $\sim 200$  keV [55]). On appelle la largeur de cette distribution la largeur d’amortissement de la rotation,  $\Gamma_{rot}$  (voir figure 2.6). Dans le noyau  $^{194}\text{Hg}$ , les ridges étroits épuisent presque la totalité de la force de transition  $E2$ . De plus, le nombre de bandes présentes dans les ridges est plus grand dans  $^{194}\text{Hg}$  d’un facteur 3-5. Le grand nombre de bandes observées dans le noyau  $^{194}\text{Hg}$  avait été prédit par la théorie

<sup>6</sup>T. Lauritsen et al., Phys. Rev. C 75 (2007) 06430

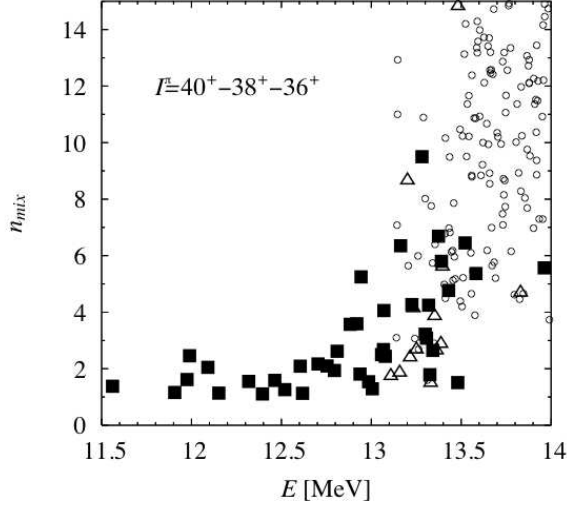


Figure 2.7: Calcul du nombre  $n_{mix}$  d'états intrinsèques mélangés dans la fonction d'onde d'états de spin  $40 \hbar$  et de parité positive du noyau superdéformé  $^{194}\text{Hg}$  en fonction de l'énergie d'excitation des états. Les carrés représentent les états pour lesquels les transitions 40-38 et 38-36 ont lieu dans la même bande, les triangles indiquent les états pour lesquels la transition 38-36 est hors bande et les ronds représentent les états qui décroissent vers d'autres bandes. L'extension des carrés à grandes valeurs de  $n_{mix}$  et haute énergie d'excitation révèle un nouveau régime rotationnel, dit ergodique.

[54]. Des calculs plus détaillés de nos collaborateurs japonais, M. Matsuo et K. Yoshida, montrent que le mélange entre états superdéformés commence à une énergie d'excitation  $U_{mix} \approx 1.2$  MeV et que les états résultant du mélange ont un grand nombre d'amplitudes d'états intrinsèques dans leur fonction d'onde (voir la figure 2.7). Néanmoins, et c'est ce qui est très surprenant, ces états forment toujours des bandes rotationnelles, c'est à dire que le nombre d'embranchements à chaque état est plus petit que 2 ( $n_{branch} = 1 - 2$ ). Cette situation persiste jusqu'à une énergie  $U_{damp} \approx 1.6$  MeV à laquelle l'amortissement de la rotation s'enclenche ( $n_{branch} \geq 2$ ). Le grand nombre de bandes présentes dans les ridges est dû au fait que l'amortissement de la rotation est retardé par rapport au moment où les états commencent à se mélanger. Ce régime transitoire est tout à fait nouveau et n'a jamais été observé ni même calculé auparavant.

Le noyau superdéformé de  $^{194}\text{Hg}$  a une autre particularité: la dispersion en fréquences de rotation,  $\Delta\omega$ , des états intrinsèques est très faible ce qui veut dire que la dispersion en énergie des transitions à un moment angulaire donné,  $2\Delta\omega$ , est petite. Ceci est lié aux propriétés des orbitales présentes à la sur-



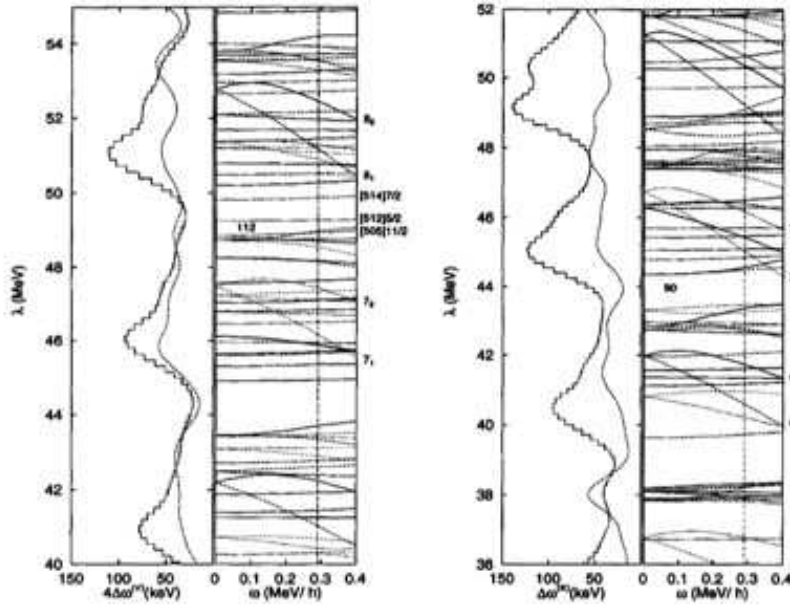


Figure 2.8: Contribution des neutrons (gauche) et protons (droite) à la dispersion en fréquences de rotation en fonction du niveau de Fermi  $\lambda$  et diagrammes de Nilsson tournants correspondants (issus de la référence [54]). Les lignes en pointillés représentent la densité spectrale moyenne en unités arbitraires.

face de Fermi à la superdéformation dans les noyaux de masse 190 (voir figure 2.8). En effet, leurs fonctions d'onde restent couplées à la forme du noyau plutôt que de se coupler à la rotation du noyau. Dans le cas du  $^{194}\text{Hg}$ , au spin  $40\hbar$  et à l'énergie d'excitation  $U_{mix}=1.2$  MeV, l'intervalle en énergie sur lequel s'étalent les états intrinsèques du noyau superdéformé à une énergie d'excitation  $U$  donnée,  $\Gamma_\mu=40\text{-}55$  keV alors que la dispersion en fréquences de rotation  $2\Delta\omega=25\text{-}30$  keV. Au delà de  $U_{mix}$ ,  $\Gamma_\mu$  augmente de façon plus rapide que  $2\Delta\omega$ , ce qui implique que l'expression  $2\Delta\omega < \Gamma_\mu$  est vraie pour toutes les énergies d'excitation supérieures à  $U_{mix}$ . La conséquence de cet effet de couches est que tous les états au delà de  $U_{mix}$  subissent un rétrécissement par le mouvement. Ce phénomène, dont l'exemple de base a lieu dans la résonance magnétique nucléaire<sup>7</sup>, réduit la largeur de la distribution des énergie des transitions à un spin donné par rapport à sa valeur nominale  $\Gamma_{rot} = 4\Delta\omega$ , et devient  $\Gamma_{rot} = 4\Delta\omega \frac{2\Delta\omega}{\Gamma_\mu}$ . Cette situation est unique.

<sup>7</sup>Les pics de résonance nucléaire magnétique deviennent plus étroits lorsque les fluctuations locales des orientations des spins nucléaires sont moyennées par l'agitation thermique des noyaux. Pour une analogie entre la physique des noyaux en rotation et celle de la résonance nucléaire magnétique, voir l'article de Broglia *et al.*, [56]

## 2.5 Conclusion et Perspectives

Le noyau  $^{194}\text{Hg}$  révèle donc un nouveau régime de rotation dans lequel les états sont mélangés, avec des fonctions d'onde complexes, mais continuent à exhiber une cohérence rotationnelle<sup>8</sup>. La désexcitation E2 des états est essentiellement confinée à un état final. Elle est caractérisée par une faible largeur  $\Gamma_{E2} \approx 10$  keV. Cette largeur est du même ordre de grandeur, voire plus petite, que les estimations pour la distance moyenne entre états superdéformés aux énergies d'excitation d'intérêt,  $d$  (10-30 keV), c'est à dire  $\Gamma_{E2} \leq d$ . Les bandes rotationnelles de ce nouveau régime remplissent (ou presque) la condition des bandes ergodiques prédites par B. Mottelson [57] et S. Åberg [58]. Pour investiguer

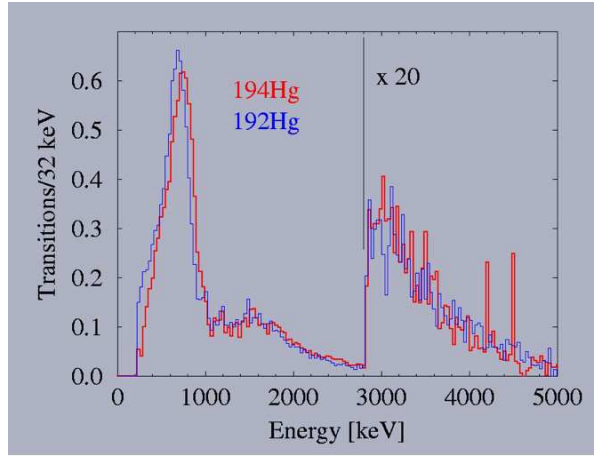


Figure 2.9: Spectres quasicontinus observés en coïncidence avec les transitions de la bande fondamentale des noyaux superdéformés  $^{192}\text{Hg}$  (spectre bleu) et  $^{194}\text{Hg}$  (spectre rouge). En dessous d'1 MeV, le spectre est dominé par la bosse E2. Au delà d'1 MeV, on reconnaît le spectre quasicontinu de désexcitation, avec les transitions de lien direct visibles aux plus grandes énergies de transition dans le cas du noyau  $^{194}\text{Hg}$ .

plus en détail ce nouveau phénomène, nous souhaitons étudier les corrélations rotationnelles dans le noyau  $^{192}\text{Hg}$ . Une expérience haute statistique a été acceptée par le PAC d'ATLAS en juin 2008. Elle permettra d'étudier les ridges en fonction du spin, c'est à dire en fonction de l'énergie d'excitation du noyau. Par ailleurs, l'analyse du quasicontinuum dans le  $^{192}\text{Hg}$  a révélé que la bosse E2 s'étend à plus basse énergie de transition que dans le noyau  $^{194}\text{Hg}$  (voir figure 2.9). Ceci veut dire qu'on peut avoir accès à des états superdéformés excités de

<sup>8</sup>A. Lopez-Martens et al., Eur. Phys. J. A 20 (2004) 49, Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 102501

bas spin, pour lesquels il est prédit que la condition d'ergodicité soit mieux remplie. Comme il a été précédemment mentionné, une condition nécessaire pour le développement de bandes ergodiques est une faible dispersion en fréquences de rotation  $\Delta\omega$  parmi les états intrinsèques de base. La figure 2.8 montre le comportement des contributions neutron et proton à la dispersion  $\Delta\omega$ . Dans le cas de  $^{192}\text{Hg}$ , les 2 contributions sont situées proches d'un minimum local. Pour ce qui est des isotopes de Pb, les calculs prédisent une augmentation conséquente de la contribution proton, c'est pourquoi, nous comptons étudier le cas du  $^{194}\text{Pb}$  en suivant.

Enfin, une des caractéristiques de la masse 190 est la présence d'orbitales de haut K autour de la surface de Fermi. Afin de tester si la présence des orbitales de haut K est responsable du développement d'un régime ergodique, il serait instructif d'étudier la population de bandes rotationnelles dans une région bien connue pour la présence d'isomères de haut K: la région des Hf.

## Chapter 3

# Noyaux Lourds et Super Lourds

### 3.1 Introduction

La quête des noyaux super lourds entend répondre à un ensemble d'interrogations fondamentales: jusqu'où s'étend la charte des noyaux et le tableau de Mendeleev a-t-il une limite supérieure ? Aussi, quelle est la structure quantique des noyaux, c'est à dire l'organisation des niveaux d'énergie des protons et neutrons en couches ou sous-couches lorsque celui-ci a un nombre extrême de protons et de neutrons ? En d'autres termes, quels sont les nombres de neutrons et protons qui correspondent à des zones de basse densité d'états à particules individuelles, c'est à dire à des fermetures de couches et sous-couches ? Comme c'est illustrée dans la partie supérieure droite de la figure 3.1, les prédictions théoriques sur la position exacte de la prochaine fermeture de couche sphérique sont assez disparates ( $N=184$  mais aussi 172 et  $Z=114, 120$  ou 126 [59, 60, 61, 62, 63]). Ceci est en parti du au fait que les noyaux lourds représentent un challenge théorique. En effet, par définition, les éléments super lourds sont des noyaux pour lesquels la barrière de fission macroscopique, qui résulte de la compétition entre la tension de surface du noyau et la répulsion Coulombienne entre protons, disparaît. Les noyaux transfermium ( $Z>100$ ) sont donc des noyaux super lourds puisqu'entièrement stabilisés par des effets quantiques de couches. L'importante densité de niveaux d'énergie de protons et de neutrons et la forte répulsion Coulombienne entre protons qui tend à polariser le noyau font que les prédictions sur la structure des noyaux super lourds sont extrêmement modèle-dépendantes. En particulier, elles dépendent du traitement du terme spin-orbit de l'interaction nucléaire. C'est ce terme qui a été introduit en 1949 par Maria Goeppert Mayer pour reproduire la structure en couches des noyaux connus à l'époque [64], ce qui a valu le prix Nobel en 1963 à Mayer, Wigner et Jensen. Selon l'amplitude du terme spin-orbit, l'emplacement des zones de basse densité de niveaux d'énergie des protons et neutrons peut changer. De plus, des densités

de distribution de neutrons et protons excentrées, parfois même semi-creuses, peuvent également réduire l'effet du terme spin-orbit ou même l'inverser. Seule une étude systématique de la structure des noyaux lourds peut contraindre et discriminer les différents modèles.

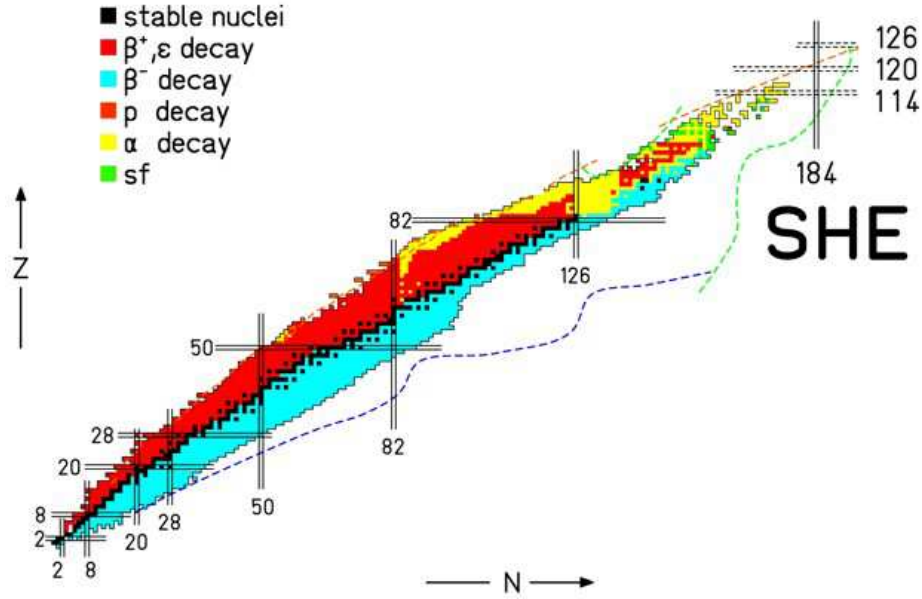


Figure 3.1: Charte des noyaux en fonction du nombre de neutrons et de protons. Le code de couleur traduit les modes de décroissance des noyaux représentés sur la charte.

Les études des modes de décroissance (mesure de temps de vie et des énergies des fragments de fission ou particules  $\alpha$ , ...) des noyaux les plus lourds permettent de mieux cerner l'emplacement de la prochaine fermeture de couche sphérique et de tester les modèles. Cependant, du fait des sections efficaces de production extrêmement faibles de ces noyaux, les données obtenues sont très limitées. Heureusement, des informations toutes aussi pertinentes peuvent être apportées par la spectroscopie des noyaux transfermium plus "légers" dont les sections efficaces de production sont plusieurs ordres de grandeur supérieures. De plus, certains de ces noyaux plus légers moins déficients en neutron sont membres des chaînes de décroissance  $\alpha$  des éléments superlourds récemment synthétisés. Or bon nombre d'entre eux sont peu connus d'où l'intérêt d'étudier leur structure et propriétés de décroissance.

## 3.2 Modes de Production et Synthèse

Les noyaux lourds ne représentent pas seulement un challenge théorique. En effet, les noyaux lourds sont produits dans des réactions de fusion-évaporation dans lesquelles un projectile fusionne avec un noyau de la cible. Si le système arrive à vaincre la répulsion Coulombienne entre ses deux constituants et fusionne, il y a formation d'un noyau composé. Ce dernier peut alors soit fissionner, soit émettre des particules légères pour évacuer son énergie. Malheureusement, les processus dominants sont la quasi-fission et la fission. Etudier le résidu d'évaporation s'apparente donc à trouver l'aiguille au milieu de la botte de foin. Afin d'étudier le résidu d'évaporation d'intérêt, il est donc nécessaire de trier les produits de réaction. Par ailleurs, l'environnement à la cible étant très hostile, l'identification des résidus d'évaporation doit se faire loin de l'endroit où ils sont produits. Si les temps de vie des résidus d'évaporation l'autorisent, on peut

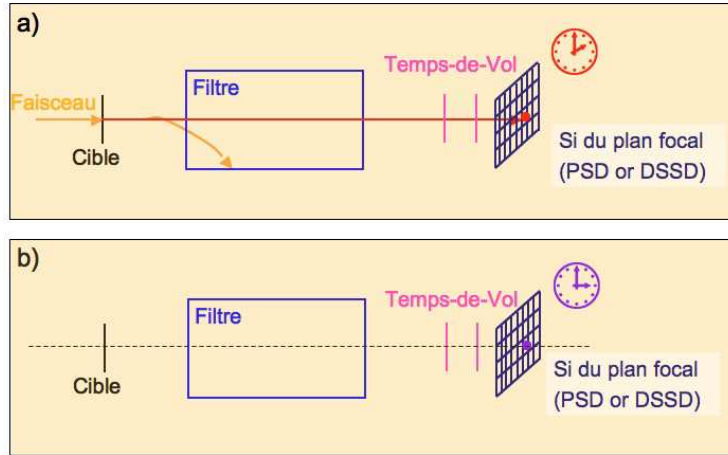


Figure 3.2: Illustration schématique des étapes de l'identification des résidus d'évaporation. a) les produits de la réaction sont filtrés par un séparateur et les ions sélectionnés sont transportés jusqu'au plan focal du séparateur où une mesure de temps de vol est effectuée. L'énergie des noyaux de recul est également mesurée au temps  $T$  dans un détecteur sensible à la position (détecteur à strips résistifs - PSD - ou détecteur segmenté à double face - DSSD). b) Au temps  $T+\Delta t$ , le résidu d'évaporation décroît et un signal est détecté proche de l'endroit où le résidu s'est implanté dans le PSD ou DSSD en anti-coïncidence avec le détecteur de temps de vol.

procéder à une séparation chimique des produits de la réaction présents dans la cible après un certain temps d'irradiation. Si les temps de vie en jeu sont très courts, des cibles minces sont utilisées et les produits de la réaction sont recueillis sur une feuille qui est déplacée à intervalles réguliers de la cible vers

des stations de mesures. Il est également possible de transporter les produits de la réaction par un jet de gaz et les séparer en ligne par la méthode ISOL. La méthode la plus communément utilisée, parce que plus efficace et nécessitant moins de temps, est la séparation des produits de réaction en ligne avec un séparateur. Celui-ci élimine les particules du faisceau et sépare les produits de la réaction en fonction de leur vitesse (SHIP au GSI), quantité de mouvement (RITU à Jyväskylä, DGFRS à Dubna, BGS à Berkeley et GARIS à Riken), énergie (VASSILISSA à Dubna) ou masse (FMA à Argonne). Les produits ainsi séparés sont alors implantés dans un détecteur au Silicium installé au plan focal du séparateur et identifiés en fonction de leur temps de vol et de leur énergie et grâce aux propriétés de leur décroissance radioactive (voir figure 3.2). Dans le monde, les expériences de synthèse d'éléments super lourds se déroulent sur des machines quasiment dédiées à cet effort : SHIP au GSI ( $Z=112$  par fusion froide et récemment par fusion chaude), DGFRS à Dubna ( $Z=113-116$  et  $Z=118$  par fusion chaude), et GARIS à RIKEN ( $Z=111$  et  $113$  par fusion froide).

### 3.3 Spectroscopie des Transfermiums

Les études spectroscopiques des noyaux transfermiums se font selon deux techniques expérimentales complémentaires: la spectroscopie prompte autour de la cible de production et la spectroscopie de décroissance au plan focal d'un séparateur d'ions de recul.

Dans la première méthode, les photons et/ou électrons de conversion émis par

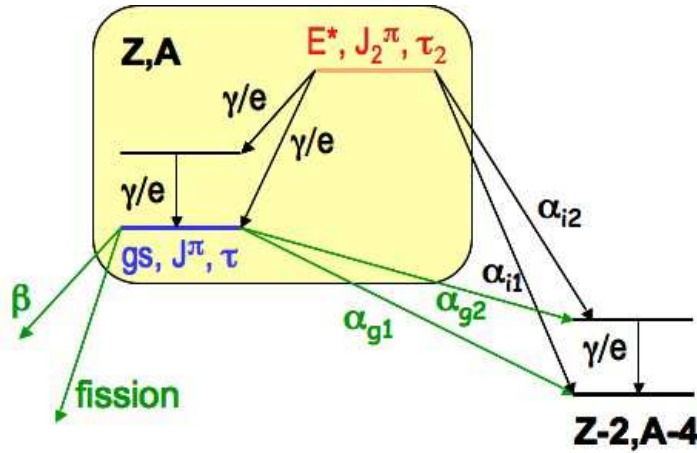


Figure 3.3: Dessin illustrant tous les modes de décroissance d'un noyau lourd implanté au plan focal d'un séparateur.

tous les produits de la réactions sont détectés par des détecteurs placés autour de

la cible. Pour que les détecteurs ne soient pas aveuglés par le fond de photons  $\gamma$  et d'électrons issus de la fission, les intensités de faisceau ne peuvent dépasser les quelques dizaines de pnA ( $6 \cdot 10^{10}$  particules/s). Ce chiffre peut être plus élevé si une électronique numérique est utilisée. Pour ne sélectionner que les photons et électrons émis par les résidus d'évaporation d'intérêt, une coïncidence retardée entre la détection d'un résidu d'évaporation et de sa décroissance (radioactive ou électromagnétique) au plan focal du séparateur et la détection à la cible est utilisée. C'est ce qui s'appelle le "recoil tagging" et "recoil decay tagging" [65, 66].

L'autre technique se concentre sur les modes de décroissance des résidus d'évaporation et se passe au plan focal du séparateur. L'intensité du faisceau n'est donc limitée qu'à ce que peut supporter la cible. Des cibles tournantes sont utilisées pour maximiser l'intensité du faisceau, et donc le taux de production des noyaux lourds. Si le résidu a été produit dans un état isomérique à la cible (état de spin  $J_2$  et de temps de vie  $\tau_2$  sur la figure 3.3) et n'a pas déchu pendant son transport jusqu'au plan focal, sa décroissance électromagnétique vers l'état fondamental du même noyau ou décroissance  $\alpha$  vers le noyau fils sera observée dans les détecteurs installés autour du plan focal. La décroissance des états excités du noyau fils, peuplés dans la décroissance  $\alpha$  du résidu d'évaporation, sera également détectée. Pour qu'une particule  $\alpha$  soit attribuée à la décroissance d'un résidu d'évaporation, on requiert que le résidu et la particule  $\alpha$  soient détectés à la même position dans le détecteur silicium du plan focal. C'est ce qu'on appelle la technique des "corrélations génétiques". C'est pour cette raison que les détecteurs d'implantation sont sensibles à la position.

L'étude des états nucléaires des noyaux impairs permet d'établir la séquence des orbitales proches du niveau de Fermi. L'étude des états à plusieurs particules permet également de vérifier les prédictions théoriques sur la position des orbitales et les corrélations entre particules. De plus, certaines configurations à plusieurs quasi-particules peuvent donner lieu à des modes collectifs ou à de l'isomerisme K. Ce dernier phénomène est dû à la combinaison de 2 effets: la déformation nucléaire et la présence autour du niveau de Fermi d'orbitales ayant une grande projection  $\Omega$  sur l'axe de symétrie du noyau [67, 68, 69, 70, 71, 72]. La décroissance d'isomères de haut K a récemment été mise en évidence dans le noyau  $^{254}\text{No}$  [73, 74],  $^{252}\text{No}$  [75],  $^{250}\text{Fm}$  [76],  $^{255}\text{Lr}$  <sup>1</sup> [77],  $^{256}\text{Rf}$  [78]. Dans certains cas, il est possible de déterminer les configurations (neutrons et/ou protons) impliquées dans ces états métastables et donc de comparer les données expérimentales aux prédictions théoriques. C'est ce qui a été fait dans le cas des isomères 3+ et 8- du  $^{254}\text{No}$  (voir figure 3.4). Cette comparaison illustre parfaitement les problèmes de certaines paramétrisations de la force nucléaire et démontre l'utilité d'obtenir plus de données spectroscopiques de ce type dans cette région de masse.

Enfin, faire tourner les noyaux les plus lourds donne accès à des quantités dynamiques, telles que le moment d'inertie dynamique qui est sensible à la déformation et à l'appariement. Des structures rotationnelles ont été observées

---

<sup>1</sup>K. Hasuchild et al., Phys. Rev. C 78 (2008) 021302(R)



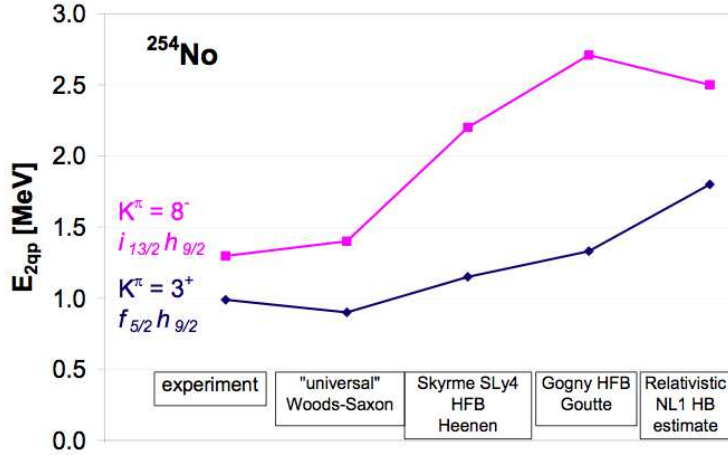


Figure 3.4: Comparaison des énergies d'excitation expérimentales de 2 isomères du noyau  $^{254}\text{No}$  avec celles obtenues avec différentes approches théoriques.

à Gammasphere et Jurogam dans les noyaux pair-pair  $^{254}\text{No}$  [79, 80, 81],  $^{252}\text{No}$  [82] et  $^{250}\text{Fm}$  [83], ainsi que dans le noyau impair en neutron  $^{253}\text{No}$  [84] et les noyaux impairs en proton  $^{251}\text{Md}$  [85] et  $^{255}\text{Lr}$  [86]. De plus, en mesurant la distribution d'entrée en énergie d'excitation et moment angulaire des noyaux qui ont survécu à la fission, il est possible d'une part, d'extraire des valeurs inférieures pour les barrières de fission et d'autre part, d'en savoir plus sur les mécanismes de formation de ces noyaux très lourds. Cet exercice a été effectué dans le cas du noyau  $^{254}\text{No}$  [87]. Le résultat marquant de cette étude est la robustesse du noyau face à la fission. En effet, le noyau  $^{254}\text{No}$  survit à la fission jusqu'à des spins élevés ( $\sim 22 \hbar$  à une énergie de bombardement de 219 MeV !<sup>2</sup>). En moyenne, le noyau est peuplé avec un spin  $12\hbar$  et à ce spin, l'analyse des données montre que la barrière de fission est supérieure à 5 MeV. Des questions demeurent, en particulier concernant le rôle éventuel d'une émission de neutrons de prééquilibre et l'impact de la conversion interne sur la méthode de calorimétrie  $\gamma$  utilisée.

### 3.4 GABRIELA

Dans le but de mieux cerner la position et l'ordre des orbitales en jeu dans les noyaux très lourds et de contraindre d'avantage les modèles théoriques, le

<sup>2</sup>la question qui se pose est la suivante: le spin maximal et l'énergie maximale sont-ils donnés par la réaction ou sont-ils donnés par la fission ? Pour essayer de répondre à cette question, une expérience, dont je suis le co-porte-parole, a été proposée et récemment acceptée par le PAC d'ATLAS en juin 2009. La distribution d'entrée en spin et énergie d'excitation du noyau  $^{254}\text{No}$  va être remesurée à 223 MeV.

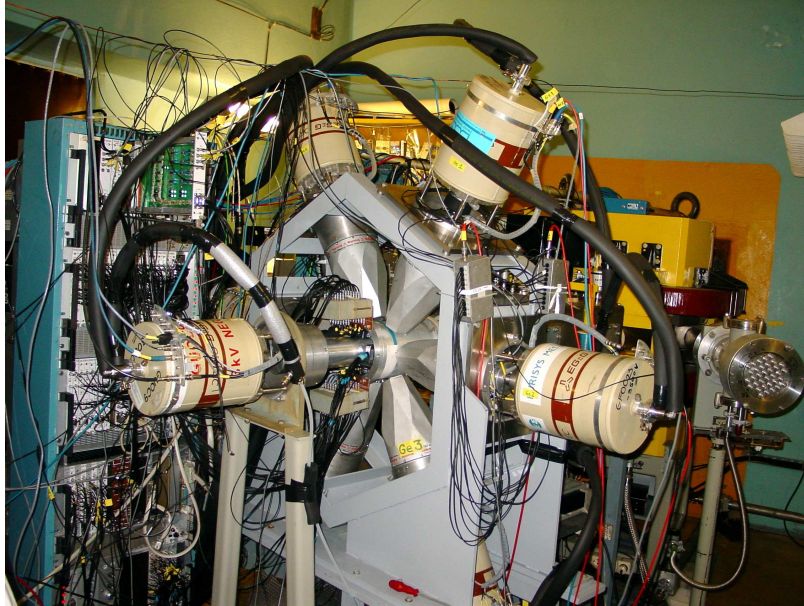


Figure 3.5: Dispositif GABRIELA installé au plan focal du séparateur VASSILISSA sur une ligne du cyclotron U400 du FLNR

groupe de Structure Nucléaire du CSNSM a lancé avec l'IReS un programme de recherche au Cyclotron U400 du JINR-Dubna. Ce projet vise à étudier la structure des noyaux déformés autour de  $Z=102$  par spectroscopie  $\alpha$ ,  $\gamma$  et électron de conversion interne. Ce qui rend ce projet original est la possibilité d'utiliser des réactions de fusion chaude induites par des faisceaux légers très intenses ( $> 6 \cdot 10^{12}$  particules/s) sur des cibles d'actinides radioactifs (U, Pu, Am, Cm,...) uniquement disponibles à Dubna. Un ensemble nouveau de noyaux très lourds, moins déficients en neutrons, devient alors accessible aux études spectroscopiques. La décroissance  $\alpha$  des noyaux lourds implantés dans le plan focal du séparateur VASSILISSA est exploitée pour alimenter les premiers états excités des noyaux fils et ainsi déterminer la structure de leurs états de basse énergie. Par ailleurs, les états isomériques des noyaux pères peuvent être étudiés avec les mêmes outils.

Ce programme expérimental, appelé GABRIELA (Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with the ELectromagnetic Analyser), négocié à Dubna en janvier 2003, a été accepté par le Conseil Scientifique de l'IN2P3 en décembre 2003 et par celui du JINR en Janvier 2004. Le dispositif expérimental GABRIELA<sup>3</sup> (voir figure 3.5) est installé au plan focal du séparateur d'ions de recul VASSILISSA. Il comprend :

<sup>3</sup>K. Hauschild et al., Nucl. Instr. Meth. A 60 (2006) 388

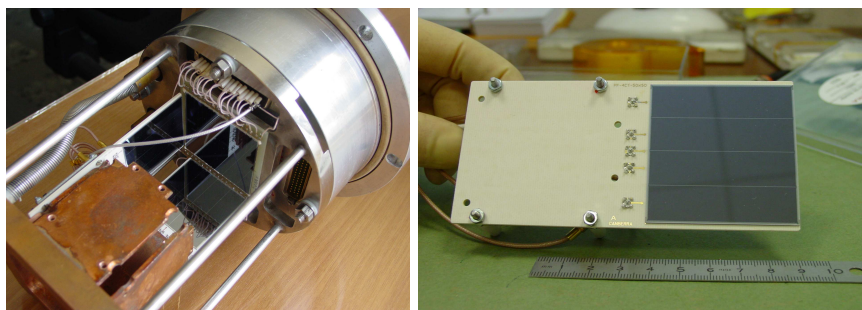


Figure 3.6: Photographie de la mécanique de soutien des détecteurs au silicium utilisés au plan focal de VASSILISSA. Sont visibles le détecteur d'implantation et deux faces du tunnel pour la détection des particules  $\alpha$  échappées ainsi que les électrons de conversion interne. A droite: Photographie d'un des 4 détecteurs d'électrons.

- 2 détecteurs à émission d'électrons secondaires pour la mesure du temps de vol des noyaux de recul
- un détecteur Silicium à pistes sensible à la position pour l'implantation des noyaux de recul et la détection de leur décroissance radioactive ( $\alpha$  ou fission)
- un tunnel (inspiré du tunnel de BEST utilisé au GANIL) pour la détection des électrons de conversion et des particules  $\alpha$  échappées pouvant être refroidi jusqu'à  $-80$  degrés par circulation d'un liquide cryogénique (la géométrie du tunnel ainsi qu'une face du tunnel sont illustrées sur la figure 3.6)
- 7 détecteurs Germanium pour la détection du rayonnement  $\gamma$ , dont 6 sont disposés en couronne avec leurs enceintes Anti-Compton autour du détecteur d'implantation et 1 détecteur sans bouclier Anti-Compton est placé au plus près et à l'arrière du plan focal.

En 2004, j'ai pris la responsabilité de la commande et des tests des 4 détecteurs segmentés au Silicium pour la détection des électrons de conversion interne. Parallèlement, j'ai participé au design de la nouvelle chambre au plan focal du séparateur VASSILISSA. En mai et juin 2004, nous avons fait une série de tests sous faisceau à Dubna pour valider le dispositif expérimental et à l'automne 2004, nous avons effectué la première campagne de mesures qui a duré un mois. Depuis Juin 2005, je suis co-porte-parole du projet GABRIELA avec Olivier Dorvaux de l'IPHC, Strasbourg. Je maintiens également la page web du projet: <http://www.csns.in2p3.fr/-Gabriela->.

En 2004 et 2005, l'efficacité pour la détection des photons de 100 keV était proche de 9%. Ce chiffre a été multiplié par  $\sim 2$  en 2006 en réduisant la distance entre le cristal et le capot d'aluminium du détecteur placé au plus près du plan focal. L'efficacité de détection d'électrons d'énergie comprise entre 80 et 500 keV est de 17%. La résolution en énergie des détecteurs d'électron est de  $\sim 10$  keV à 150 keV. La qualité des spectres d'électrons obtenus avec GA-

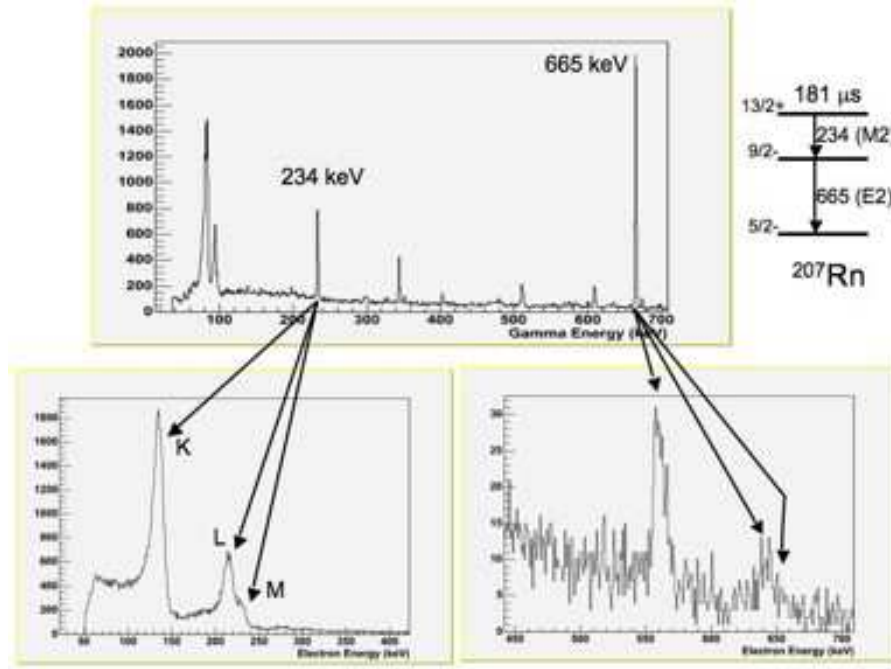


Figure 3.7: En haut: spectre des photons émis en retard par rapport à l'implantation de noyaux lourds produits dans des réaction de fusion avec un faisceau de  $^{48}\text{Ca}$  et une cible de  $^{164}\text{Dy}$ . En bas: spectres d'électrons correspondant à la conversion interne de 2 transitions désexcitant l'isomère de 181  $\mu\text{s}$  du noyau  $^{207}\text{Rn}$ . Le schéma de désexcitation associé est représenté sur la droite de la figure.

BRIELA est illustrée sur la figure 3.7. Des améliorations dans le système de refroidissement de la mécanique de soutien de ces détecteurs a permis d'améliorer la résolution. Par ailleurs, des tests récents de nouveaux détecteurs, plus segmentés (32 pistes), et équipés de préamplificateurs dégageant moins de chaleur ont montré qu'il était possible d'atteindre  $\sim 5$  keV de résolution. En 2009, la modification de l'électronique du détecteur d'implantation permet désormais d'y détecter des électrons de conversion interne. On peut donc appliquer la méthode de calorimétrie décrite par Jones [88], méthode indispensable pour détecter efficacement la décroissance d'isomères de longue durée de vie. En 2009, nous avons également augmenté la pixélisation du détecteur d'implantation (nous avons remplacé le détecteur 16 pistes sensibles à la position par un détecteur à double face segmentée en 48 pistes) ce qui permet de corrélérer les événements sur des plus longues périodes en temps.

### 3.5 Campagnes Expérimentales

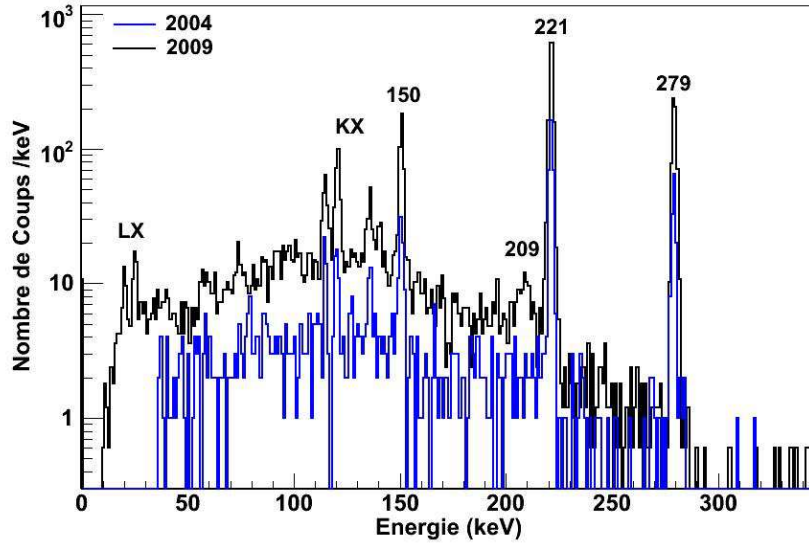


Figure 3.8: Spectre des énergies des photons détectés après la décroissance alpha du  $^{253}\text{No}$  lors de la campagne 2004 (en bleu) et celle de 2009 (en noir). Les 2 spectres correspondent à la même dose de faisceau sur cible.

De septembre 2004 à mars 2008, 4 campagnes de mesures ont eu lieu et ont permis d'une part d'accroître la sensibilité du dispositif expérimental et d'autre part d'obtenir des résultats nouveaux sur la structure de plusieurs noyaux comme par exemple les noyaux  $^{249}\text{Fm}$ ,  $^{251}\text{Fm}$ ,  $^{253}\text{No}$  et  $^{255}\text{Lr}$ .

Dans le premier cas, une analyse détaillée des coïncidences  $\alpha$ -électron a permis de mettre en évidence un nouvel état  $5/2^+$  à une énergie d'excitation de 211(2) keV qui décroît vers l'état fondamental par une transition M1 très convertie. La présence de cet état a récemment été confirmée par l'observation d'une transition  $\gamma$  de 209 keV à GSI. Lors de la campagne 2009 de GABRIELA, nous avons également pu observer la transition  $\gamma$  à 209 keV. Le spectre de la figure 3.8 montre d'ailleurs clairement l'augmentation de la sensibilité du dispositif expérimental auprès du séparateur VASSILISSA. Le spin de l'état fondamental du  $^{249}\text{Fm}$  a pu être confirmé par une mesure du facteur gyromagnétique de la bande fondamentale. Par ailleurs, les coefficients de conversion interne des 3 transitions (d'énergie 279, 221 et 150 keV) désexcitant l'état favorablement peuplé dans la décroissance  $\alpha$  du  $^{253}\text{No}$  ont pu être mesurés et confirment la

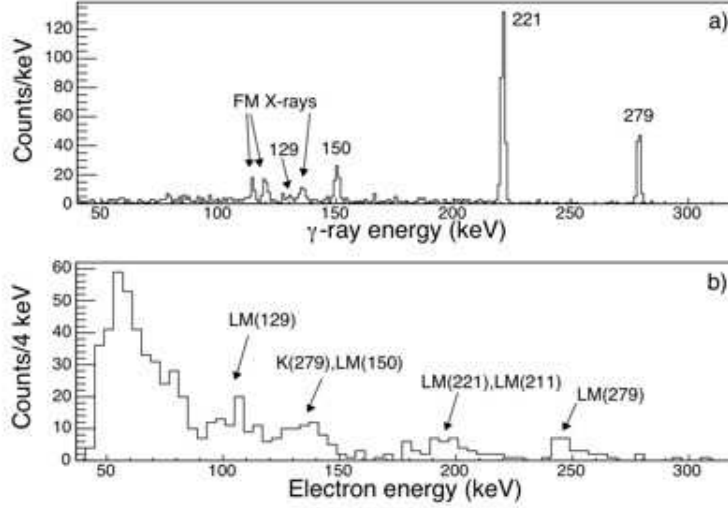


Figure 3.9: a) Spectre des transitions  $\gamma$  qui dés excitent les états excités du  $^{249}\text{Fm}$  peuplés dans la décroissance  $\alpha$  du  $^{253}\text{No}$ . b) Spectre des électrons de conversion interne émis par le noyau  $^{249}\text{Fm}$ .

nature E1 des transitions<sup>4</sup>. Les spectres des photons et électrons détectés en coïncidence prompt avec la décroissance radioactive du  $^{253}\text{No}$  sont illustrés sur la figure 3.9.

Dans les isotones  $N=151$   $^{251}\text{Fm}$  et  $^{253}\text{No}$ , nous avons confirmé la présence d'un état isomérique de basse énergie. Dans chaque cas, le temps de vie et l'énergie d'excitation de l'isomère a pu être mesuré précisément. De plus, grâce à la mesure simultanée des photons  $\gamma$  et des électrons de conversion interne, nous avons pu extraire le coefficient de conversion interne de la transition qui dés excite l'état isomérique et de ce fait nous avons pu établir sans ambiguïté qu'il s'agit dans les 2 cas d'une transition de nature M2(E3). L'isomère est donc un état  $5/2^+$  et sa configuration correspond à un trou dans l'orbitale  $5/2^+[622]$ <sup>5</sup>. La présence de cet état à si basse énergie dans les isotones  $N=151$  allant du Cm au No [89, 90, 91] n'est reproduite par aucun calcul théorique. Ceci s'explique par le fait que cet état contient une composante collective importante dont l'amplitude est maximale à  $Z=98$ .

Dans le même noyau  $^{253}\text{No}$ , l'existence d'un autre état isomérique, de durée de vie plus longue, 0.9(2) ms, a pu être mis en évidence. Malheureusement, aucune information spectroscopique sur cet état n'a pu être établie. Il est cependant très probable qu'il s'agissent d'un état à 3 quasi-particules de haut spin. L'état

<sup>4</sup> A. Lopez-Martens et al., Phys. Rev. C 74 (2006) 044303

<sup>5</sup> A. Lopez-Martens et al., Eur. Phys. J. A 32 (2007) 245



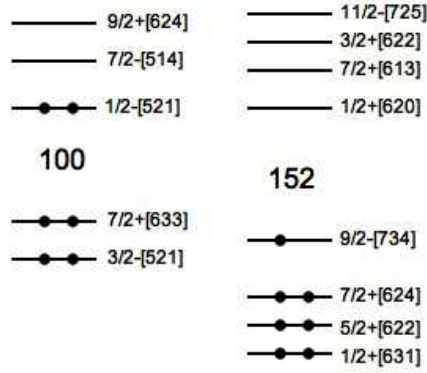


Figure 3.10: Représentation schématique des niveaux d'énergie des protons (gauche) et des neutrons (droite) calculés dans la référence [67]. Les cercles pleins illustrent le remplissage des orbitales dans l'état fondamental du noyau  $^{253}\text{No}$ .

isomérique  $K = 8^-$  observé à 1.293 MeV d'énergie d'excitation dans le noyau voisin  $^{254}\text{No}$  est construit sur une excitation à 2 quasi-protons  $\{9/2^+[624]\pi \otimes 7/2^-[514]\pi\}$  [73, 74]. La configuration du deuxième isomère dans le noyau  $^{253}\text{No}$  pourrait donc être basée sur la structure  $\{9/2^+[624]\pi \otimes 7/2^-[514]\pi \otimes 9/2^-[734]\nu\}$  avec  $K^\pi = 25/2^+$  ou si seuls des excitations neutrons sont impliqués, elle pourrait être basée sur la structure  $\{9/2^-[734]\nu \otimes 7/2^+[624]\nu \otimes 7/2^+[613]\nu\}$  ou  $\{9/2^-[734]\nu \otimes 5/2^+[622]\nu \otimes 7/2^+[613]\nu\}$  avec  $K^\pi = 23/2^-$  et  $K^\pi = 21/2^-$  respectivement. Dans le cas d'une configuration à 3 quasi-neutrons et comme on peut le constater sur la figure 3.10, il faut casser une paire de neutrons et exciter 2 neutrons au dessus du gap  $N=152$ . Il est donc plus probable que l'isomère corresponde à la promotion des 2 protons occupant l'orbitale  $1/2^-[521]$ , située au dessus du gap  $Z=100$  dans les calculs du type Wood-Saxon [67] (les calculs du type champ moyen auto-consistant avec des forces de Skyrme ou de Gogny donnent plutôt un gap à  $Z=98$ ).

Dans le cas du noyau  $^{255}\text{Lr}$ , nous avons pu confirmer la présence d'un isomère de spin à 37 keV au dessus de l'état fondamental. Cet isomère décroît par émission  $\alpha$  vers le fondamental et premiers états excités du  $^{251}\text{Md}$ . La durée de vie de cet état isomérique a été mesurée à 2.6(1) s, ce qui est en bon accord avec les résultats obtenus dans une expérience avec le dispositif BEST au GANIL et GREAT à Jyväskylä<sup>6</sup>. Par ailleurs, toujours dans le  $^{255}\text{Lr}$ , un état isomérique de haut  $K$  a été mis en évidence pour la première fois<sup>7</sup>. Il se désexcite par émission de photons et de conversion interne<sup>8</sup>. Un ajustement de la distribu-

<sup>6</sup>A. Chatillon et al., Eur. Phys. J. A 30 (2006) 397

<sup>7</sup>K. Hauschild et al., Phys. Rev. C 78 (2008) 021302(R).

<sup>8</sup>Le spectre de décroissance et la durée de vie de l'isomère mesurés à GABRIELA ont été

tion en temps de l'émission d'électrons par rapport à la détection des résidus d'évaporation permet de déterminer la durée de vie de l'isomère: 1.4(1) ms. De plus, une relation de coïncidence entre photons et électrons de la décroissance de l'isomère donne une limite inférieure à son énergie d'excitation: 720 keV au dessus du niveau fondamental. Au vu de l'énergie d'excitation élevée, l'isomère est attribué à un état à 3 quasi-particules de haut spin, très probablement constitué de 2 quasi-neutrons couplées au proton célibataire. L'établissement des nombres quantiques exacts de cet état isomérique requiert plus de statistique dans le spectre de photons. Une recherche beaucoup plus efficace de décroissances isomériques est désormais possible avec GABRIELA grâce à la détection d'électrons de conversion interne dans le détecteur d'implantation. L'étude de la décroissance de l'isomère sera donc bientôt reprise. Par ailleurs, une proposition d'expérience visant à étudier les états isomériques du  $^{255}\text{Lr}$  a été acceptée par le PAC d'ATLAS à la fin 2007 et devrait bientôt être programmée. En 2005, nous avons utilisé une cible de  $^{210}\text{Pb}$  et un faisceau très intense de  $^{48}\text{Ca}$  (800 pA). Le but était de produire l'isotope  $^{257}\text{No}$  dont l'état fondamental semble briser la systématique des isotones  $N=155$  [92]. Malheureusement, la qualité de la cible a fait que nous n'avons pas détecté d'événements. En 2006, des problèmes de fabrication de cibles de  $^{242}\text{Pu}$  nous ont empêché d'étudier les propriétés du  $^{259}\text{Rf}$  produit dans la réaction  $^{242}\text{Pu}(^{22}\text{Ne},5n)$ . En 2008, des problèmes de transmission de VASSILISSA n'ont pas permis de répéter l'expérience. L'utilisation de faisceaux légers a donc été suspendue jusqu'à la modernisation de VASSILISSA grâce au projet SHELS (voir section 3.7). En 2009, il était prévu de produire les noyaux  $^{256,257}\text{Rf}$  avec un faisceau de  $^{50}\text{Ti}$ . Le cas du  $^{256}\text{Rf}$  est particulièrement d'actualité puisque les expériences à Argonne [93] (à laquelle j'ai participé) et de Berkeley [78] ont révélé des résultats spectroscopiques très différents. De plus, les données obtenues dans le cas impair manquent cruellement de statistique [94]. Malheureusement, le faisceau de Ti est toujours au stade de développement au FLNR. Nous nous sommes alors rabattus sur une répétition haute-statistique de la campagne 2004 avec la réaction  $^{207}\text{Pb}(^{48}\text{Ca},2n)^{253}\text{No}$ .

### 3.6 Effets Atomiques

Dans la plupart des cas, pour ne pas sur ou sousestimer l'intensité des raies alpha et pour comprendre le schéma de décroissance des noyaux, il a été nécessaire de simuler les effets liés à la sommation dans le détecteur au plan focal des énergies des particules  $\alpha$  et des rayons X et électrons émis dans le processus de conversion interne. Le processus de conversion interne laisse l'atome avec une lacune dans une de ses couches électroniques internes. L'atome ainsi ionisé se relaxe de 2 manières: par émission radiative (émission de rayons X) ou non radiatives (émission d'électrons). Comme c'est illustré sur la figure 3.11a), si une vacance  $L1$  est comblée par un électron  $M2$ , un rayon X caractéristique

---

confirmés par le groupe de GSI [77]



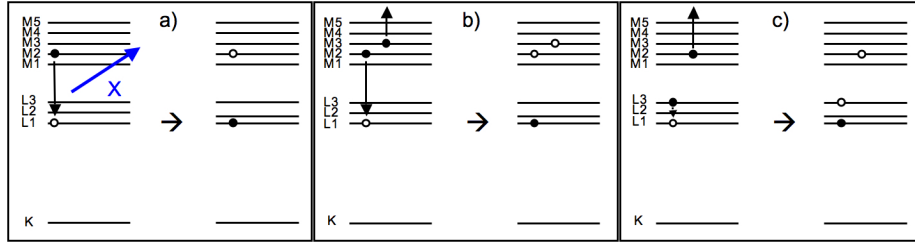


Figure 3.11: Représentation schématique des différents modes de relaxation de l'atome pour combler une lacune dans la couche  $L1$ : a) la fluorescence  $X$  b) l'émission d'un électron Auger et c) l'émission d'une transition de Coster-Krönig. Dans chaque cas, les lacunes résultantes sont également illustrées.

peut être émis. L'émission d'électrons Auger est une alternative à l'émission de rayons  $X$ . Cette émission est illustrée sur les figure 3.11b) et c). Le cas c) représente un cas spécial de transition Auger au cours de laquelle une lacune est comblée par un électron de la même couche. Ce processus s'appelle une transition Coster-Krönig. Afin de quantifier et de qualifier l'énergie relâchée par l'atome à chaque étape de la séquence de remplissages des lacunes successives, il est important de connaître les taux de transition des différents processus en compétition. Pour ce travail, Christophe Theisen du SPhN-Saclay et moi-même avons contacté Ch. Bonnelle de l'Université Pierre et Marie Curie et de nouveaux calculs théoriques de processus atomiques dans les noyaux très lourds ( $Z = 99$ ) ont été effectués. Les résultats ont montré que les taux de fluorescence tabulés pour des lacunes dans la couche électronique  $L$  sont surestimés et que les taux de transition non radiative inter-couche (transitions Coster-Krönig) sont sous-estimées. Cependant, des simulations à l'aide du code Monte Carlo GEANT4 [95] ont mis en évidence que les effets de ces divergences sont mineurs comparées à l'effet qu'a la profondeur d'implantation des noyaux de recul sur la forme du spectre en énergie des particules  $\alpha$ . Ce travail a également démontré la nécessité de simuler la décroissance de noyaux lourds afin d'interpréter correctement les données expérimentales<sup>9</sup>. Dans ce but, j'ai développé un programme de simulation qui permet d'estimer, dans le cas d'un dispositif expérimental, d'une profondeur d'implantation et d'un schéma de décroissance donnés, la forme attendue du spectre des énergies des particules détectées (2 exemples de spectre est donné dans la figure 3.12). Ceci permet d'une part de vérifier les schémas de niveaux extraits à partir des données expérimentales et d'autre part, de déterminer l'efficacité du détecteur d'implantation pour différents types de cascades de transitions.

<sup>9</sup>Ch. Theisen, A. Lopez-Martens and Ch. Bonnelle, Nucl. Instr. Meth. A 589 (2008) 230

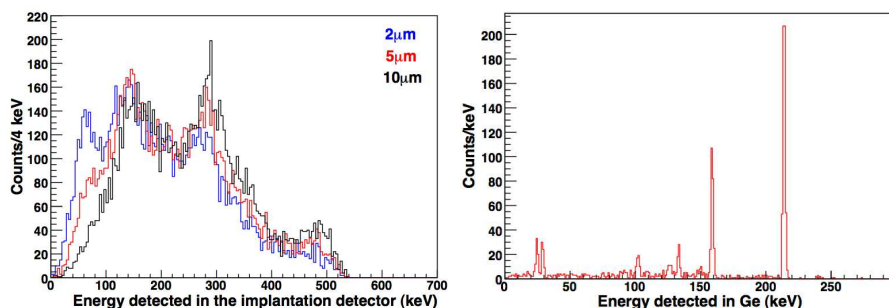


Figure 3.12: À gauche: spectre simulé des énergies détectées dans le détecteur d'implantation de GABRIELA lors de l'émission d'une cascade de transitions d'énergie 44, 102, 159 et 214 keV par le noyau  $^{256}\text{Rf}$  en fonction de différentes profondeurs d'implantation du noyau. Une résolution en énergie de 21 keV (FWHM) a été utilisée. À droite: spectre simulé des énergies détectées dans les détecteurs Germanium de GABRIELA pour la même cascade de transitions et dans le cas d'une profondeur d'implantation de 5  $\mu\text{m}$ .

### 3.7 Perspectives avec le Projet SHELS

Dans une réaction test en Novembre 2006, l'efficacité de transmission et détection du séparateur VASSILISSA pour la réaction  $^{22}\text{Ne}$  sur une cible métallique de  $^{238}\text{U}$  (0.250 mg/cm<sup>2</sup>) a été mesurée à 1.5%. Cette valeur est faible et limite considérablement les noyaux accessibles à la spectroscopie de décroissance avec le séparateur VASSILISSA et des cibles d'actinides radioactifs. C'est pour cette raison, et afin de combiner les études de décroissance avec des études de spectroscopie prompt à la cible (impossibles à VASSILISSA faute de place), que nous avons déposé un projet auprès de l'ANR (Agence Nationale de la Recherche) pour financer le design et la construction d'un nouveau séparateur dédié à la spectroscopie des noyaux lourds. Ce projet, intitulé SHELS (Separator for Heavy Element Spectroscopy), a été soumis en collaboration avec l'IPHC et le FLNR et j'en suis le porte-parole. Notre demande de financement a été acceptée en 2006 et nous avons reçu une subvention de 435 000 euros<sup>10</sup>. J'ai présenté le projet au PAC du JINR en Novembre 2006 qui l'a très bien accueilli.

Cependant, plusieurs facteurs ont fait évoluer le projet initial. Une des difficultés rencontrées a été le prix du système de focalisation (alimentations électriques incluses). En effet, celui-ci est multiplié par  $\sim 7$  par rapport à ce qui figurait dans le projet original soumis à l'ANR. Cette augmentation est liée à 2 choses: tout d'abord, notre extrapolation du prix des aimants par rapport à celui d'il y a 10 ans s'est avérée inférieure à la réalité des prix du marché d'aujourd'hui.

<sup>10</sup>Contrat numéro ANR-06-BLAN-0034

Enfin, les simulations ont montré que dans le cas des réactions très asymétriques d'intérêt, il était nécessaire d'avoir 3 aimants au lieu de 2 en entrée de séparateur ainsi qu'un nouvel élément focalisant en fin de séparateur. Le budget accordé par l'ANR s'est donc révélé insuffisant pour financer la construction du séparateur. La direction du laboratoire d'accueil FLNR s'est dit prête à cofinancer le projet si celui-ci consistait en un séparateur à gaz - ce type de séparateur pouvant servir à plusieurs groupes, et notamment celui de la synthèse des éléments super lourds.

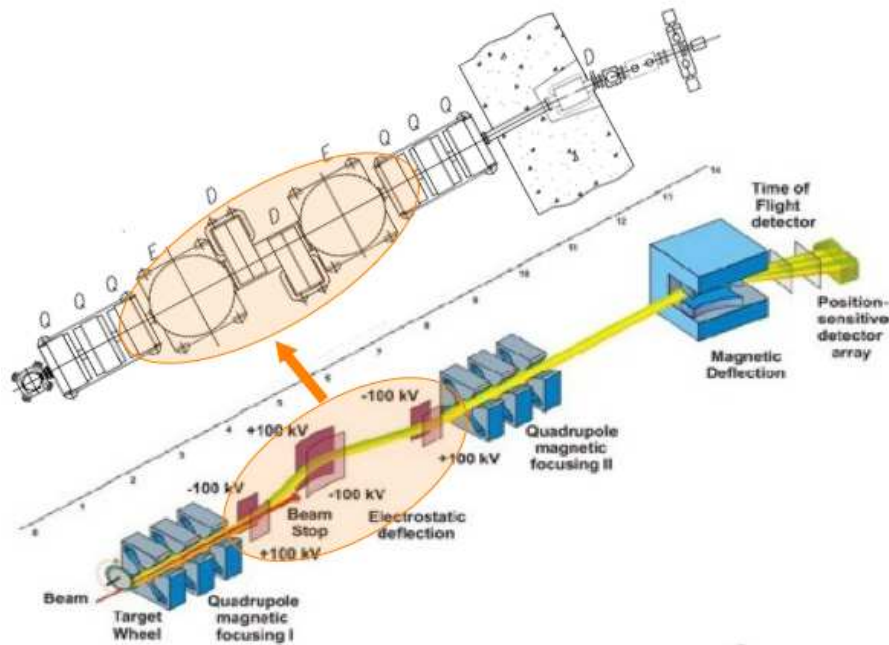


Figure 3.13: Haut: Le sparateur d'ions de recul VASSILISSA modernisé sera de type Q-Q-Q-E-D-D-E-Q-Q-Q-D. Bas: Le schéma optique actuel est Q-Q-Q-E-E-E-Q-Q-Q-Q-D. Le remplacement de la partie centrale du séparateur permettra d'augmenter la transmission des noyaux lourds produits dans des réactions de fusion induites par des projectiles légers d'un facteur 5-6.

L'utilisation d'un séparateur rempli d'H<sub>2</sub> ou He à une pression d'environ 1 mb pose de graves problèmes dans le cas de réaction très asymétriques. En effet, les réactions que nous souhaitons utiliser - faisceaux très légers sur cibles d'actinides radioactifs - produisent des résidus d'évaporation dont l'énergie est très faible ( $\sim 10$  MeV). Les pertes d'énergie et les diffusions multiples des ions dans le gaz et dans la fenêtre de contention du gaz ne permettent pas d'utiliser un système de temps de vol basé sur des feuilles à émission d'électrons secondaires et réduisent

considérablement la transmission des résidus. D'un autre coté, si l'ensemble du plan focal baigne dans un autre gaz (du pentane par exemple), l'utilisation de plans de fils pour la mesure du temps de vol devient possible mais la présence du gaz empêche le refroidissement des détecteurs d'électrons de conversion interne - élément crucial pour une spectroscopie de haute résolution des noyaux très lourds. Nous sommes donc arrivés à la conclusion qu'un séparateur à gaz n'était pas adapté à nos objectifs de physique. Par ailleurs, un séparateur à He ne permet pas l'utilisation de réaction très asymétriques ou très symétriques puisque dans le gaz, la rigidité magnétique des résidus d'évaporation est la même que celle des produits de réaction proches de la cible dans un cas et que celle du faisceau dans l'autre cas (dans le cas du couple projectile-cible  $^{22}\text{Ne}$  et  $^{238}\text{U}$ , la rigidité magnétique de  $^{238}\text{U}$  est 1.89 T.m alors que celle du noyau composé  $^{260}\text{No}$  est de 1.82 T.m. Dans la réaction  $^{136}\text{Xe}$  sur  $^{136}\text{Xe}$ , les rigidités magnétiques du  $^{272}\text{Hs}$  et  $^{136}\text{Xe}$  sont respectivement 1.39 et 1.38).

Nous avons trouvé une solution alternative qui rend possible une grande partie des objectifs de physique que nous nous étions fixés dans le projet initial soumis à l'ANR: la modernisation du séparateur à vide VASSILISSA que nous utilisons actuellement. VASSILISSA a un schéma optique du type Q-Q-Q-E-E-E-Q-Q-Q-D, où Q veut dire quadripôle magnétique, E dipôle électrique et D dipôle magnétique. Le remplacement des 3 dipôles électriques existants par 2 jeux d'un dipôle électrique (à plaques amovibles) et d'un dipôle magnétique permettra d'accroître la transmission de VASSILISSA dans le cas de réactions asymétriques et d'étendre l'acceptance de VASSILISSA aux combinaisons très symétriques, ayant une rigidité électrique de l'ordre de 10 MV.

Cette alternative a été acceptée par l'USAR (Unité Support de l'Agence Nationale de la Recherche). Les premières acquisitions d'éléments nécessaires à la modernisation de VASSILISSA ont débuté en 2008. Lors de l'arrêt du cyclotron U400 prévu en 2010-2011, le séparateur VASSILISSA sera démantelé pour installer et calibrer les nouveaux éléments optiques. Dans un futur proche, nous devrions donc avoir une transmission accrue et une meilleure stabilité en énergie des faisceaux.

## Chapter 4

# Tracking pour AGATA

### 4.1 Introduction

Des perspectives nouvelles pour l'étude de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de moment angulaire, d'énergie d'excitation, d'isospin et de charge nécessitent le développement d'une nouvelle génération de multidétecteur  $4\pi\gamma$ : AGATA (Advanced GAMMA Tracking Array) [96]. Un programme européen de Recherche et Développement est en cours afin de construire le détecteur du futur. L'idée derrière ce nouveau multidétecteur est de remplacer les enceintes Anti-Compton en BGO qui occupent environ 40% de l'angle solide dans les multidétecteurs actuels par du Germanium actif. Afin de préserver le peak-sur-total et de recouvrer l'énergie incidente des photons qui diffusent d'un cristal de Germanium à un autre, il est nécessaire de pouvoir suivre les trajectoires des photons au gré de leurs interactions. Ce concept de tracking  $\gamma$  apporte des gains considérables à la fois en efficacité de détection et en pouvoir de résolution. Il est également optimal à la fois pour la détection de rayonnements  $\gamma$  de faible et haute multiplicité. Ainsi AGATA sera un outil puissant auprès d'accélérateurs existants mais aussi auprès des futures machines de faisceaux stables et radioactifs.

Les performances d'AGATA et du projet similaire américain GRETA [97] dépendent de (i) la précision avec laquelle on peut déterminer la position et l'énergie des interactions des photons dans les cristaux de Germanium et de (ii) l'efficacité de reconstruction des trajectoires des photons. Le premier point requiert la segmentation des cristaux (voir figure 4.1), une électronique numérique de haute précision et des techniques d'analyse des formes d'impulsion (PSA). Le second point implique le développement d'algorithmes performants de tracking  $\gamma$ .

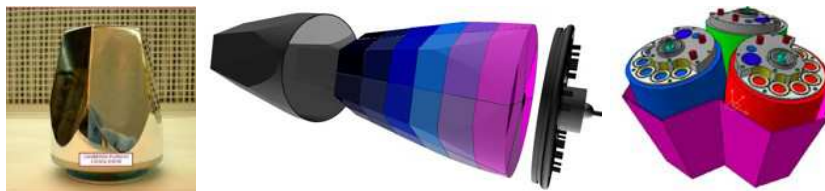


Figure 4.1: Photographie d'un cristal hexaonique d'AGATA avant segmentation. À droite: dessin représentant la segmentation des cristaux d'AGATA. Chaque cristal est segmenté en 6 tranches, elles-mêmes divisées en 6 secteurs. Tous les cristaux sont encapsulés dans un capot en aluminium. Afin de minimiser les espaces vides et donc la perte d'angle solide, les cristaux sont regroupés par 3 dans un même cryostat. Ils sont également légèrement asymétriques et de 3 types différents. Ceci est schématiquement illustré par les 3 couleurs différentes dans le dessin du triple-cryostat à droite.

## 4.2 Algorithmes de Tracking

Le tracking a pour but de reconstituer la trajectoire des rayonnements ayant interagi dans les détecteurs d'AGATA et déposé la totalité de leur énergie. Un exemple de trajectoire composée de 3 interactions est donné dans la figure 4.2. Les algorithmes de tracking doivent déterminer la séquence d'interactions (1-2-3 ou 1-3-2 ...) et s'il y a eu dépôt total d'énergie ( $E_{\gamma 0} = e_1 + e_2 + e_3$ ). Le tracking permet donc de déterminer l'énergie incidente des photons, les directions incidente et de diffusion, de corriger les énergies incidentes de l'effet Doppler, de mesurer la polarisation plane des photons et de rejeter des événements du fond de diffusion Compton.

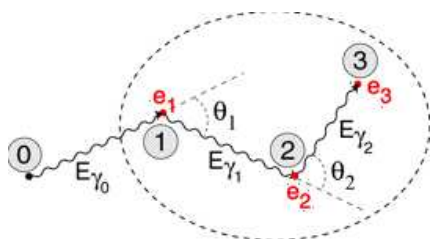


Figure 4.2: Illustration d'une trajectoire d'un photon d'énergie incidente  $E_{\gamma 0}$ . Le photon effectue 2 diffusions Compton à des angles  $\theta_1$  et  $\theta_2$  avant de déposer toute l'énergie qu'il lui reste lors d'une interaction photoélectrique (interaction numérotée 3).

Les algorithmes de tracking peuvent être divisés en 2 classes: la première classe

est basée sur la méthode dite du back-tracking et la deuxième classe repose sur la clusterisation des points d'interaction et le forward-tracking. Les deux méthodes sont inspirées des propriétés particulières de l'interaction des photons dans la matière, en particulier les propriétés de l'interaction Compton, qui comme l'illustre la figure 4.3, est le processus dominant aux énergies d'intérêt (quelques keV à 10 MeV).

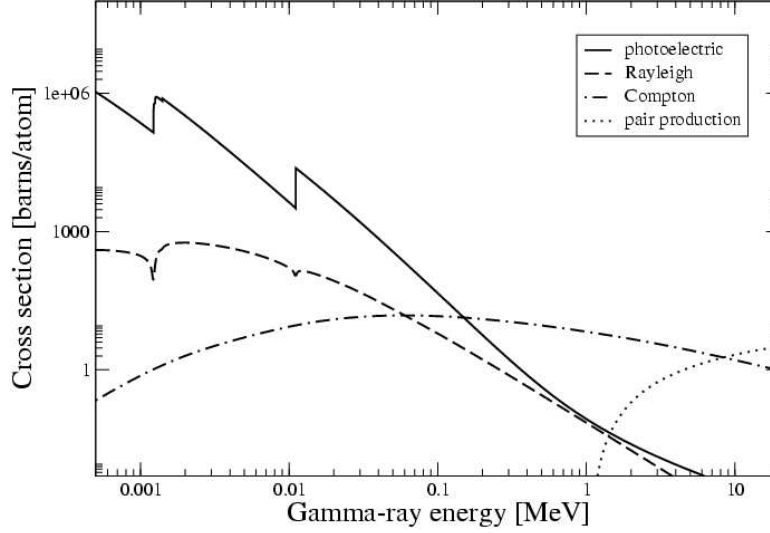


Figure 4.3: Section efficace d'interaction de photons dans du Germanium en fonction de l'énergie incidente des photons.

La séquence d'interactions du photon dans les cristaux de Germanium est reconstituée en comparant les angles de diffusion obtenus à partir des positions des points d'interaction à ceux obtenus à partir des dépôts d'énergie via la formule Compton :

$$\cos(\theta) = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E'_\gamma} - \frac{1}{E_\gamma} \right)$$

où  $E_\gamma$  et  $E'_\gamma$  sont l'énergie incidente et l'énergie diffusée du photon et  $\theta$  est l'angle de diffusion (voir figure 4.2). Les distances entre les différents points d'interaction sont également comparées aux parcours moyens de photons dans du Germanium aux énergies incidentes et de diffusion obtenues.

Il y a des complications techniques et physiques que tous les algorithmes doivent prendre en compte. La première est le fait que les algorithmes de PSA ne sont pas infallibles, c'est à dire qu'ils donnent les positions et les énergies des différentes interactions avec une certaine erreur. Cette erreur dépend de la zone du cristal où a eu lieu l'interaction mais aussi de l'énergie déposée. Le fait que le photon peut faire une diffusion élastique (diffusion Rayleigh) entre 2 interactions

est non négligeable pour des énergies incidentes faibles ou en fin de parcours dans le Germanium, lorsque l'énergie du photon est plus petite. La relation entre les angles de diffusion et les dépôts d'énergie sera alors faussée. Par ailleurs, il faut rappeler que ce ne sont pas les photons à proprement parler qui déposent l'énergie dans le cristal mais les électrons (ou positrons) secondaires créés dans les différents processus d'interaction (l'effet photoélectrique, l'interaction Compton et la création de paires). Les électrons ont un certain parcours moyen dans le Germanium, ce qui fait que la position du dépôt d'énergie est naturellement floue. Par ailleurs, la formule Compton donnée un peu plus haut est obtenue en supposant que l'électron est au repos, or celui-ci a une distribution en moments (voir l'effet de cette distribution sur la formule Compton dans la figure 4.4). Enfin, les électrons secondaires peuvent émettre du rayonnement de freinage

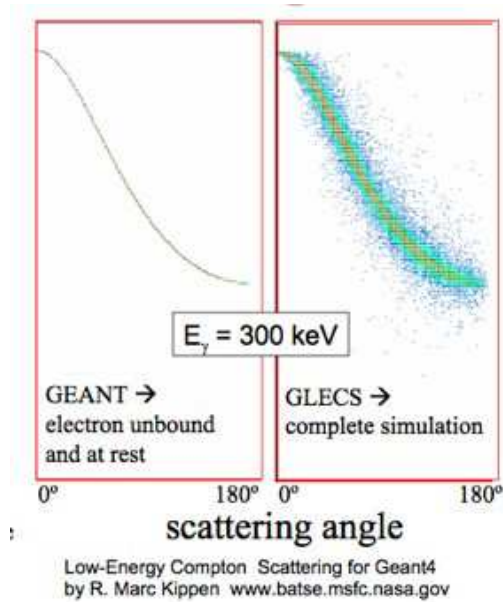


Figure 4.4: Gauche: relation entre l'énergie diffusée et incidente en fonction de l'angle de diffusion lorsqu'on considère l'électron au repos et non lié. Droite: même chose que dans la figure de gauche mais lorsqu'on considère la distribution en moments de l'électron.

(Bremsstrahlung) ce qui éloigne encore plus le dépôt d'énergie de la position où a eu lieu le processus primaire d'interaction. Les algorithmes doivent donc être probabilistes et les paramètres qui régissent la validation des trajectoires sont ajustés pour maximiser l'efficacité de détection mais aussi le rapport signal sur bruit.

Dans la méthode du back-tracking [98], la reconstruction des trajectoires com-



mence par le dernier point d'interaction: l'interaction photoélectrique. Parmi tous les points d'interaction présents dans un événement, le premier choix pour ce dernier point repose sur le fait que l'interaction photoélectrique est plus probable lorsque le photon a une énergie entre 100 et 250 keV et ceci, quelle que soit l'énergie initiale du photon.

Dans les algorithmes de forward-tracking [99], la première étape consiste à regrouper les points d'interaction en petits paquets (appelés clusters) dans l'espace  $(\theta, \phi)$ . Cette clusterisation se justifie par la combinaison de deux effets: la section efficace de diffusion Compton est piquée aux petits angles de diffusion et le libre parcours moyen du photon décroît avec l'énergie du photon diffusé.

Inspirée par des travaux antérieurs (effectués en Suède par J. Van der Marel [98] et aux Etats-Unis par G. Schmid [99]), j'ai développé un algorithme de back-tracking et un algorithme de forward-tracking<sup>1</sup>. Ces programmes ont été mis à la disposition de la communauté AGATA et sont aujourd'hui utilisés par des membres de la collaboration AGATA en France, Royaume-Uni, Suède, Pologne, Italie et Turquie. J'ai comparé les performances des 2 algorithmes en utilisant les mêmes données simulées. Le forward-tracking est beaucoup plus efficace que le back-tracking qui souffre beaucoup plus des incertitudes liées au PSA, mais la combinaison des deux algorithmes peut augmenter l'efficacité de reconstruction des trajectoires des photons dans AGATA, surtout dans le cas d'événements de haute multiplicité. C'est l'algorithme de forward-tracking que j'ai implémenté dans l'architecture du système d'acquisition AGATA, avec l'aide de Nicolas Dosme et Xavier Grave, ingénieurs en informatique au CSNSM et l'IPNO respectivement et avec O. Stezowski de l'IPNL.

### 4.3 Tracking Team

Je suis le responsable du groupe de travail européen sur le tracking depuis septembre 2002 et à ce titre, je coordonne les activités dans ce domaine: développement, optimisation et implémentation d'algorithmes et coordination avec les groupes de travail Pulse Shape Analysis, Data Acquisition et Data Analysis. J'ai créé et je maintiens un site web pour ce groupe de travail:

<http://www.csnsn.in2p3.fr/-Tracking-Team->.

Un des problèmes de la communauté AGATA était de pouvoir comparer les performances des différents algorithmes en cours de développement pour déterminer les points forts et les points faibles de chacun d'entre eux. En effet, lorsqu'on utilise différents programmes de simulation et différentes manipulations des données simulées, ceci rend toute comparaison impossible. Un programme interactif de simulation (appelé AGATA) basé sur le code Monte Carlo GEANT4 a été développé à Padoue par E. Farnea [100]. Il permet de simuler l'interaction de photons et de particules ( $\alpha$ , protons, neutrons) dans diverses géométries: une coquille de Germanium, un détecteur coaxial simple et les différentes configurations d'AGATA (120 et 180 compteurs ainsi que démonstrateur). Le programme AGATA inclut tous les types d'interactions photon-matière d'intérêt: diffusion

<sup>1</sup>A. Lopez-Martens et al., Nucl. Instr. Meth. A 533 (2004) 454

Table 4.1: Efficacité et peak-sur-total d’AGATA en fonction de la multiplicité des photons de 1 MeV incidents et gain en pouvoir de résolution comparé aux multidétecteurs GAMMASPHERE ou EUROBALL

Multiplicité	1	30
Efficacité photopic (MGT)	43%	28%
Efficacité photopic (OFT)	37%	24%
Peak-sur-total (MGT)	58%	49%
Peak-sur-total (OFT)	68%	54%
Gain	$\sim 4$	$\sim 1000$

Compton, diffusion Rayleigh, création de paires et effet photoélectrique. Par défaut, AGATA traite les électrons secondaires créés dans les différents processus d’interaction des photons dans le Germanium.

Désormais, ce programme est utilisé par tous les instituts impliqués dans le développement d’algorithmes de tracking.

En sortie de simulation, le programme AGATA fournit une liste des points d’interaction avec leurs positions  $(x_i, y_i, z_i)$  et énergies  $(e_i)$  correspondantes. Ces données simulées correspondent à la situation idéale, donnée par GEANT4, où toutes les interactions sont détectées avec une résolution en position et énergie infinie. Afin de rendre les données plus réalistes, le groupe de travail “tracking” a décidé de corrompre les données de la façon suivante :

- Le seuil expérimental en dessous duquel une interaction n’est pas détectée est pris à 5 keV.
- Les points d’interaction séparés de moins de 5 mm sont regroupés ensemble (étape dite de “packing”)
- Les positions des points d’interaction, une fois regroupés, sont ensuite modifiées pour tenir compte de l’erreur associée à la détermination de la position par l’analyse des formes d’impulsion (étape dite de “smearing”). La distribution d’incertitude est considérée comme étant la même dans les 3 directions ( $x, y$  et  $z$ ) et gaussienne d’écart type  $\sigma = 0.5\sqrt{\frac{0.1}{e}}$  (où  $\sigma$  est en cm et l’énergie  $e$  du point d’interaction en MeV). Ceci est une simplification puisque l’incertitude sur la position n’est pas égale dans les 3 directions et puisqu’elle dépend de l’endroit dans le cristal où a lieu le dépôt d’énergie et du nombre d’autres interactions dans le même segment et dans les segments voisins.

En “trackant” les photons issus de la simulation de cascades de désexcitation d’états superdéformés de  $^{194}\text{Pb}$ , j’ai montré que la configuration 180 compteurs d’AGATA était beaucoup mieux adaptée aux événements de haut spin et à la recherche de transitions de lien direct que la configuration 120 compteurs (voir figure 4.5). En effet, le gain en pouvoir de résolution est de 2.5 dans le cas de cascades de multiplicité 30. De plus, le nombre moyen d’événements de pleine énergie détectés passe de 6 à 8, ce qui représente un gain considérable lorsqu’on recherche des événements rares. C’est finalement la version 180 comp-

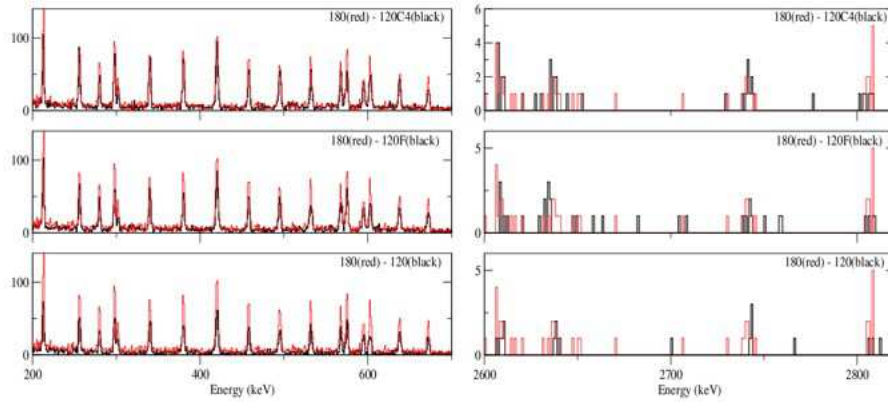


Figure 4.5: Partie à basse énergie (à gauche) et haute énergie (à droite) de spectres construits à partir d'événements qui résultent du tracking de données simulées avec différentes géométries d'AGATA: 180 compteurs (180), et 120 compteurs avec 2 (120) ou 6 tailles (120F) de cristaux différents et 120 compteurs avec des quadruple-clusters (120C4). Les spectres sont conditionnés par la présence d'au moins 5 transitions superdéformées de  $^{194}\text{Pb}$  dans les événements simulés. Pour diminuer le temps de simulation, l'intensité des transitions du plateau de la bande superdéformée a été augmentée à 4% et celles des transitions de lien direct à 0.3% de l'intensité totale.

teurs qui a été retenue par la collaboration AGATA au printemps 2004. Les performances attendues obtenues avec l'algorithme de tracking MGT [101] et l'algorithme forward-tracking que j'ai développé à Orsay et qui s'appelle OFT sont résumées dans le tableau 4.1.

Le code MGT est plus efficace mais le prix à payer est un très mauvais pouvoir de réjection d'événements ne provenant pas de la cible. En effet, des photons de 200 keV émis à 1 mètre de la position nominale de la cible sont "trackés" efficacement par MGT alors que le programme OFT ne reconstruit presque aucune trajectoire. Ceci est illustré sur la figure 4.6.

Un des paramètres très souvent utilisé par les algorithmes de tracking est la distance parcourue par les photons dans le Germanium entre 2 interactions supposées successives. Ces distances sont calculées en approximant la géométrie d'AGATA à une coquille de Germanium d'épaisseur 9 cm et de rayon interne donné (23.5 cm pour AGATA 4 $\pi$  et variable dans le cas du démonstrateur d'AGATA). J'ai vérifié le bien-fondé de cette approximation en faisant tourner l'algorithme de tracking OFT au sein même du code AGATA, dans lequel la géométrie du multidétecteur AGATA est exactement définie (forme des cristaux, encapsulation, cryostat, espaces entre tous ces éléments...). La conclusion de ce travail est que l'utilisation des distances exactes n'a presque pas d'influence sur l'efficacité et le peak-sur-total des algorithmes de tracking. Ce résultat a pour

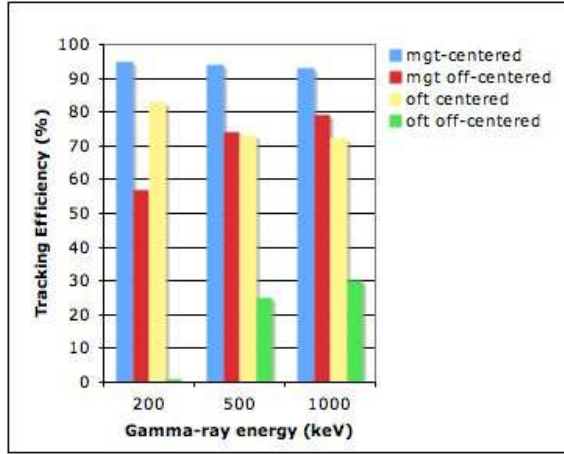


Figure 4.6: Efficacité de reconstruction des trajectoires de photons de 200, 500 et 1000 MeV émis au centre d'une coquille de Germanium et 1 m plus loin obtenus avec les programmes MGT et OFT. Dans tous les cas, la reconstruction des trajectoires se fait en supposant que la source des photons se trouve au centre de la coquille.

conséquence un gain en mémoire et CPU ainsi qu'une simplification considérable pour la mise en ligne des algorithmes de tracking.

Fin 2006, j'ai développé une routine pour reconnaître un certain type d'événement de création de paires électron-positron (voir figure 4.7). L'algorithme recherche des clusters qui contiennent au moins 3 points d'interaction et dont un point collecte toute l'énergie déposée dans le cluster moins 2 fois la masse de l'électron. Par ailleurs, l'algorithme doit identifier au sein du cluster au moins un des photons de 511 keV issus de l'annihilation du positron. Pour des photons incidents de 2 MeV, ce type d'événements représente presque 60% des événements de création de paires qui résultent en un dépôt total d'énergie. Ce nombre diminue graduellement pour ne représenter que 20% à 10 MeV. Cette chute est liée au fait que le transfert d'énergie à la paire électron-positron augmente et donc que le dépôt d'énergie autour du lieu de la création de paires devient de moins en moins localisée. La routine a une efficacité de reconstruction élevée, similaire à ce qu'est obtenu dans le code MGT. Elle est de 70% à 2 MeV et  $\sim 74\%$  de 4 à 10 MeV. De plus, le nombre d'événements mal reconstruits est très faible: le peak-sur-total de l'algorithme est supérieur à 85% jusqu'à des énergies incidentes de 5 MeV et 60% à 10 MeV.

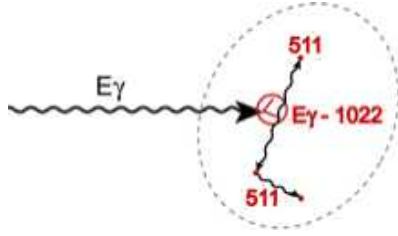


Figure 4.7: Représentation schématique du type d'événement suivant une création de paire électron-positron qui peut être reconnu par l'algorithme de forward tracking.

## 4.4 Conclusion et Perspectives

En 2009, le démonstrateur d'AGATA composé de 5 triple-cluster asymétriques devrait être mis en service à Legnaro. Il s'agit de valider le concept d'analyse des formes d'impulsion et de tracking en ligne. Si pour des raisons de temps de calcul, il était nécessaire d'utiliser un algorithme de PSA simplifié dans lequel seule une interaction par segment est considérée, les performances de tracking n'en seraient pas beaucoup affectées car le nombre moyen d'interactions par segment est proche de 1 pour des photons incidents de 1 MeV et ce chiffre change peu en fonction de l'énergie des photons. Le commissioning du démonstrateur d'AGATA va nécessiter de passer beaucoup de temps pour "debugger" le système d'acquisition, ajuster les paramètres du programme de tracking en ligne et analyser les données. Il sera également intéressant d'évaluer les capacités des algorithmes de déclenchement et de chronométrage à discriminer les interactions générées par les photons de celles générées par les neutrons émis dans les réactions nucléaires utilisées. En effet, il a été démontré [102] que les signaux engendrés par les 2 types de particules ainsi que les distributions respectives des points d'interaction dans le Germanium sont très similaires. Or, l'efficacité et surtout le pic-sur-total obtenus par les algorithmes de tracking diminuent en présence de neutrons et c'est d'autant plus flagrant que la multiplicité gamma des événements est basse. La seule manière de retrouver les performances attendues est donc une sélection en temps des points d'interaction. Suite à la période de démonstration, il y aura des campagnes de physique à Legnaro avec le séparateur PRISMA puis au GANIL avec le multidétecteur EXOGAM et le séparateur VAMOS, et au GSI avec le spectromètre FRS. En même temps, si les finances et le taux de production de détecteurs le permettent, le nombre de détecteurs devrait progressivement augmenter jusqu'à former 17 d'ici à ~2011.

## Chapter 5

# Conclusion Générale

La désexcitation d'états superdéformés est un processus inéluctable qui fait intervenir un passage à travers une barrière de potentiel, un couplage à des états plus ou moins chaotiques et un rayonnement  $\gamma$  révélateur de la structure du noyau à plus faible déformation sur une large gamme d'énergie d'excitation. Dans les cas où les énergies, spins et parités des états superdéformés sont déterminés, il est possible d'obtenir des informations pertinentes sur la structure et la dynamique du noyau superdéformé. Ces quantités posent également une contrainte forte sur les modèles théoriques et notamment la forme du potentiel ainsi que le positionnement relatif des orbitales et leurs corrélations à grande déformation. Malheureusement, il y a très peu de noyaux pour lesquels on connaît les énergies d'excitation, spins et parités d'états superdéformés. Ceci est dû parfois à des fluctuations chaotiques des probabilités de transition réduites mais surtout aux très faibles intensités des transitions de lien direct.

Le comportement de noyaux superdéformés à haute température est un domaine encore vierge. Les premières études ont révélé des phénomènes inattendus tels que la présence de bandes rotationnelles dont les états sont complexes. Ce maintien des corrélations rotationnelles, même à haute température, est intimement lié aux propriétés des orbitales actives à la surface de Fermi et présage une physique riche en phénomènes nouveaux à des déformations encore plus extrêmes telles que l'hyperdéformation. Jusqu'à la disponibilité d'AGATA dans sa configuration  $3-4\pi$ , les expériences visant à sonder la nature et les propriétés des noyaux à haut moment angulaire seront effectuées principalement à GAMMASPHERE, car depuis le démantèlement d'EUROBALL en 2003, c'est le seul multidétecteur au monde capable de détecter des événements de haute multiplicité gamma avec une grande efficacité.

L'étude des noyaux lourds, aux extrêmes de masse et de charge, est également un domaine quasi-vierge de données expérimentales. Parce que les sections efficaces de production de noyaux lourds sont extrêmement faibles et que la fusion-évaporation est le processus ultra-minoritaire dans les réactions utilisées, la spectroscopie des transfermiums est tributaire de la disponibilité de faisceaux intenses, de filtre de noyaux de recul performants et de systèmes de

détection efficaces et innovants. Les expériences au plan focal de séparateurs donnent des informations pertinentes sur la nature des premiers états excités des noyaux alimentés par la décroissance  $\alpha$  des résidus d'évaporation. Ce type d'expériences est également extrêmement sensible à la présence d'isomères dont l'énergie d'excitation et la nature posent de très fortes contraintes sur les modèles théoriques. La modernisation de VASSILISSA et les évolutions continues du dispositif expérimental GABRIELA devraient permettre d'obtenir des données de qualité dans une zone de la charte des noyaux encore très peu explorée. Dans un futur proche, les intensités de faisceaux stables attendues avec le LINAG de SPIRAL2 et l'utilisation du nouveau séparateur  $S^3$  permettront d'étudier les propriétés des premiers états excités de noyaux encore plus lourds, c'est à dire produits avec des sections efficaces de l'ordre de la centaine et dizaine de pb.

En ce qui concerne la spectroscopie prompte autour de la cible de production des noyaux lourds, une grande avancée est attendue avec l'avènement d'une électronique numérique rapide pouvant supporter de fort taux de comptage et autorisant donc l'utilisation de courants plus élevés. Ces études, complémentaires avec celles menées au plan focal de différents séparateurs, donnent accès aux états de plus haut moment angulaire du noyau et permettent ainsi de sonder les propriétés dynamiques des noyaux lourds ainsi que la robustesse des effets de couches en fonction du spin et de l'énergie d'excitation.

Le futur de la spectroscopie  $\gamma$  des noyaux aux extrêmes de forme et de masse est donc plus que prometteur avec le développement d'un nouveau type de multidétecteur  $4\pi$  AGATA. Ce détecteur aura une sensibilité accrue par rapport aux multidétecteurs  $4\pi\gamma$  actuels. Pour la physique des hauts spins, la fraction de la réaction à laquelle on aura accès avec AGATA dans sa configuration  $4\pi$  passera de  $10^{-4}$  avec GAMMASPHERE ou EUROBALL à  $10^{-7}$ . Ceci permettra sans doute d'attribuer des énergies, spins et parités à la majorité des états superdéformés connus et de faire des études détaillées des excitations dans le second puits de potentiel et de leur interaction avec les états à plus faible déformation. En ce qui concerne les études des noyaux lourds, le gain en pouvoir de résolution attendu est plus faible puisque les multiplicités  $\gamma$  en jeu sont moins grandes et puisque l'angle solide d'AGATA est limité à  $1-2\pi$ . Néanmoins, avec l'utilisation d'une électronique numérique, le taux de production de noyaux lourds dans les expériences de spectroscopie prompte à la cible augmentera d'un facteur  $\sim 10$ . Par ailleurs, avec AGATA, l'efficacité de détection d'au moins 2 photons parmi 6 est  $\sim 2$  fois plus grande qu'à EXOGAM et  $\sim 10$  fois plus grande qu'à JUROGAM. Le gain total avoisine donc au moins un facteur 20 par rapport à EXOGAM+VAMOS et au moins un facteur 100 par rapport à JUROGAM+RITU. Néanmoins, il faut se rappeler que la conversion interne est un processus très compétitif dans la région des noyaux lourds. La spectroscopie  $\gamma$  des noyaux transférmium doit donc être couplée à la mesure des électrons de conversion interne. C'est dans le but de combiner la détection de photons à celle des électrons de conversion interne émis à la cible de production qu'est né le dispositif SAGE (Silicon And GERmanium). Il est composé du multidétecteur  $\gamma$  performant JUROGAM2 et d'un détecteur d'électrons annulaire segmenté. Les 2 appareillages sont équipés d'une électronique numérique commerciale. SAGE

devrait bientôt être testé sous faisceau à Jyväskylä. Afin de participer à ce projet, j'ai demandé une mise à disposition de 2 ans à l'Université de Jyväskylä.



# Bibliography

- [1] S. Polikanov *et al.*, Sov. Phys. JETP **15** 1016 (1962).
- [2] V. Strutinsky, Nucl. Phys. **A 95** (1967) 420.
- [3] B. Nyako *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52** 507 (1984).
- [4] P.J. Twin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57** 811 (1986).
- [5] B. Singh, R. Zywna and R.B. Firestone, Table of Superdeformed Nuclear Bands and Fission Isomers, Third Edition LBL-38004 (2002)
- [6] S. Leoni *et al.*, Phys. Lett. **B498** 137 (2001).
- [7] D. Rudolph *et al.*, Eur. Phys. J. **A 20** 37 (2004).
- [8] J. Schirmer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **63** 2196 (1989).
- [9] J. Kantele *et al.*, Phys. Rev. **C 29** 1693 (1984).
- [10] P. Reiter, Ph-D thesis, University of Heidelberg (1993).
- [11] P.J. Nolan, Nucl. Phys. **A 520** 657c (1990).
- [12] I-Y. Lee, Nucl. Phys. **A 520** 641c (1990).
- [13] K. Hauschild *et al.*, Phys. Rev. **C 55** 2819 (1997).
- [14] J. Simpson, Nucl. Phys. **A 654** 178c (1999).
- [15] G. Hackman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79** 4100 (1997).
- [16] B. Crowell *et al.*, Phys. Rev. **C 51** R1603 (1995).
- [17] A. Korichi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86** 2746 (2001).
- [18] D. Rossbach *et al.*, Phys. Lett. **B 513** 9 (2001).
- [19] T. Nakatsukasa *et al.*, Phys. Rev. **C 53** 2213 (1996).
- [20] H. Dancer *et al.*, Nucl. Phys. **A 654** 655c (1999)
- [21] A.N. Wilson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90** 142501 (2003).

- [22] D. Bazzacco *et al.*, Phys. Rev. **C49** R2281 (1994).
- [23] J. Domscheit *et al.*, Nucl. Phys. **A 660** 381 (1999).
- [24] J. Meyer *et al.*, Nucl. Phys. **A 533** 307 (1991).
- [25] R. Krucken *et al.*, Phys. Rev. C **55** R1629 (1997).
- [26] C. Beausang *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 364** 560 (1995).
- [27] J. Wilson and B. Herskind, Nucl. Instr. Meth. **A 455** 612 (2000).
- [28] H.E. Jackson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **17** 656 (1966).
- [29] C. Porter et R. Thomas, Phys. Rev. **104** 483 (1956).
- [30] O. Bohigas, M.J. Giannoni et C. Schmit, Phys. Rev. Lett. **52** 1 (1984)
- [31] E. P. Wigner, Proc. Cambridge Philos. Soc. **47** 790 (1951).
- [32] M.G. Kendall, The Advanced Theory of Statistics, **Vol. 2** (Griffin, London).
- [33] T. Døssing *et al.*, Phys. Rep. **268** 1 (1996).
- [34] J.C. Hardy *et al.*, Phys. Lett. **B 71** 307 (1977).
- [35] S. Bouneau *et al.*, Eur. Phys. J. **A 2** 245 (1998).
- [36] R. Krücken *et al.*, Eur. Phys. J. **A 5** 367 (1999).
- [37] S. Aberg, Phys. Rev. Lett. **82** 299 (1999).
- [38] G. Lalazissis *et al.*, Phys. Lett. **B 427** (1998)
- [39] S. Krieger *et al.*, Nucl. Phys. **A 542** (1992)
- [40] P-H. Heenen *et al.*, Phys. Rev. **C 57** (1998)
- [41] J. Libert *et al.*, Phys. Rev. **C 60** (1999)
- [42] K. Schiffer *et al.*, Z. Phys. **A332** 17 (1989).
- [43] R.G. Henry *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73** 777 (1994).
- [44] D. P. McNabb *et al.*, Phys. Rev. **C 61** 031304(R) (2000).
- [45] R. Krücken *et al.*, Phys. Rev. **C 54** R2109 (1996).
- [46] M.A. Deleplanque *et al.*, Phys. Rev. Lett **45** 172 (1980).
- [47] B. Herskind *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3008 (1992).
- [48] E. Vigezzi *et al.*, Z. Phys. **A 358**, 207 (1997).

- [49] F. S. Stephens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94** 042501 (2005).
- [50] S. Leoni *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** 022501 (2004).
- [51] S. Leoni *et al.*, Phys. Lett. **B 353** 179 (1995).
- [52] S. Leoni *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** 3281 (1996).
- [53] S. Leoni *et al.*, Phys. Lett. **B 409** 71 (1997).
- [54] K. Yoshida and M. Matsuo, Nucl. Phys. **A 636** 169 (1998).
- [55] B. Lauritzen *et al.*, Nucl. Phys **A 457** 1 (1986).
- [56] R.A. Broglia, T. Døssing, B. Lauritzen and B. Mottelson, Phys. Rev. Lett. **58** 326 (1987).
- [57] B. Mottelson, Nucl. Phys. **A 557** 717c (1992).
- [58] S. Aberg, Prog. Part. Nucl. Phys. **28** 11 (1992).
- [59] S. Cwiok *et al.*, Nucl. Phys. **A 611** 211 (1996).
- [60] R. Smolanczuk, Phys. Rev. **C 56** 812 (1997).
- [61] K. Rutz *et al.*, Phys. Rev. **C 56** 238 (1997).
- [62] M. Bender *et al.*, Phys. Rev. **C 60** 034304 (1999).
- [63] M. Bender, W. Nazarewicz, P-G. Reinhard, Phys. Lett. **B 515** 42 (2001).
- [64] M. Goeppert Mayer, Phys. Rev. **74** 235 (1948).
- [65] R.S. Simon *et al.*, Z. Phys. **A 325** 197 (1986).
- [66] E.S. Paul *et al.*, Phys. Rev. **C 51** 78 (1995).
- [67] R.R. Chasman, I. Ahmad, A.M. Friedman and J.R. Erskine, Rev. Mod. Phys. **49** 833 (1977).
- [68] S. Cwiok, S. Hofmann and W. Nazarewicz, Nucl. Phys. **A 573** 356 (1994).
- [69] A. Parkhomenko and A. Sobiczewski, Acta Phys. Pol. B **35** 2447 (2004).
- [70] A. Parkhomenko and A. Sobiczewski, Acta Phys. Pol. B **36** 3115 (2005).
- [71] M. Bender, P. Bonche, T. Duguet and P.-H. Heenen, Nucl. Phys. **A 723** 354 (2003).
- [72] A.V. Afanasjev, T.L. Khoo, S. Frauendorf, G.A. Lalazissis and I. Ahmad, Phys. Rev **C 67** 024309 (2003).
- [73] S. K. Tandel *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** 082502 (2006).
- [74] R.-D. Herzberg *et al.*, Nature **442** 896 (2006).

- [75] B. Sulignaro *et al.*, Eur. Phys. J. **A 33** 327 (2007).
- [76] P.T. Greenlees *et al.*, Phys. Rev. **C 78** 034304(R) (2008).
- [77] S. Antalic *et al.*, Eur. Phys. J. **A 2119** (2008).
- [78] H.B. Jeppesen *et al.*, Phys. Rev. **C 59** 031303 (2009).
- [79] P. Reiter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82** 509 (1999).
- [80] M. Leino *et al.*, Eur. Phys. J. **A 6** 63 (1999).
- [81] P. Butler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** 202501 (2002).
- [82] R-D. Herzberg *et al.*, Phys. Rev. **C 65** 014303 (2002).
- [83] J. Bastin *et al.*, Phys. Rev. **C 73** 024308 (2006).
- [84] P. Reiter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** 032501 (2005).
- [85] A. Chatillon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98** 132503 (2007).
- [86] S. Ketelhut *et al.*, Phys. Rev. Lett. **102** 212501 (1009).
- [87] P. Reiter *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84** 3542 (2000).
- [88] G.D. Jones, Nucl. Instr. Meth. **A 488** 471 (2002).
- [89] I. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. **C 68** 044306 (2003).
- [90] S.W. Yates, R.R. Chasman, A.M. Friedman, I. Ahmad and K. Katori, Phys. Rev. **12** 442 (1975).
- [91] F.P. Hessberger *et al.*, Eur. Phys. J. **A 29** 165 (2006).
- [92] M. Asai *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** 102502 (2005).
- [93] A. Robinson *et al.*, à paraître
- [94] J. Qian *et al.*, Phys. Rev. **C 79** 064319 (2009).
- [95] A. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 506** 250 (2003).
- [96] J. Gerl, W. Korten (Eds), AGATA, Technical Proposal, GSI, Darmstadt, 2001.
- [97] M.A. Deleplanque *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 430** 292 (1999).
- [98] J. Van der Marel and B. Cederwall, Nucl. Instr. Meth. **A 437** 538 (1999).
- [99] G. Schmid *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A 430** 69 (1999).
- [100] E. Farnea, LNL Annual report, INFN Legnaro (2003).
- [101] D. Bazzacco, TMR “Gamma-ray tracking detectors”
- [102] J. Ljungvall and J. Nyberg, Nucl. Instr. Meth. **A 550** 379 (2005)

## Chapter 6

# Résumé de Carrière du Candidat

### 6.1 Cursus Universitaire

1989-1993 : LICENCE de PHYSIQUE et de RUSSE à l'Université de SUSSEX

Juin 1993 : obtention du diplôme de BACHELOR OF SCIENCE avec la mention Très Bien

1993-1994 : DEA Champs, Particules, Matière à l'Université Paris-Sud, mention Bien

1994-1996 : THÈSE DE DOCTORAT sous la direction de F. Hannachi :

Désexcitation des états superdéformés dans la région de masse  $A \sim 190$

Décembre 1996 : obtention du titre de DOCTEUR de l'Université Paris XI avec la mention très honorable et les félicitations du jury

1997 : SÉJOUR POST-DOCTORAL au Niels Bohr Institut sous la direction de T. Døssing

### 6.2 Parcours au CNRS

1997 : Classement au concours chercheur du CNRS et affectation à l'IReS

Depuis Août 1999 : Affectation au CSNSM

### 6.3 Enseignement

Monitorat de 1994 à 1996

**Travaux Dirigés et Travaux Pratiques de physique de première année de DEUG MIAS à l'Université Paris XI**

Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire, Les Noyaux Exotiques  
- un autre regard sur la structure nucléaire, Maubuisson, 9-13 Septembre 2002

## **Désexcitation de noyaux de forme très allongée**

Euro Summer school on exotic beams, ECT\*, Trento, 11-15 Septembre 2006  
**Gamma-ray tracking methods for the spectroscopy of exotic nuclei**

Cours au DEA 'Astrophysique, Plasmas, Corpuscules' de l'Université Bordeaux I, 27 Novembre 2007  
**Des noyaux lourds aux noyaux super lourds**

## **6.4 Encadrement de Stages et Thèses**

Stage de DEA (Modélisation et instrumentation en physique) de S. Garcia Santamaria, 2004

Stage de Licence (Phytem de l'ENS) de C. Allio, 2005

Stage de DEA (NPAC) de G. Henning, 2009

Thèse de Doctorat de G. Henning, 2009- 2012

## **6.5 Participation à des Jury de Thèse**

Deuxième "opponent" à la thèse de R. Chankova: "Statistical concepts applied in structure studies of warm nuclei", 23 Juin 2006, Université d'Oslo

## **6.6 Animation Scientifique**

Responsable des séminaires au CSNSM de l'automne 1999 au printemps 2008

Organisation des Journées de la Division de Physique Nucléaire de la SFP: "Physique nucléaire fondamentale, Physique nucléaire et interdisciplinarité, Physique nucléaire et communication", 5-6 mars 2002, Caen

Organisation des Rencontres Jeunes Chercheurs: "Voyage au coeur de l'atome", 12-17 Décembre 2004, Aussois

Organisation des Journées de la division de Physique Nucléaire de la SFP: "Y a-t-il un réacteur pour sauver le climat ?", 27-28 Mai 2004

Conférence NEPAL sur la radioactivité, Lycée René Auffray, Clichy, Mars 2005

Organisation des Journées des Rencontres des Jeunes Chercheurs: “Des particules au coeur des noyaux et des étoiles”, 4-10 Décembre 2005, Aussois

Organisation des Journées de la division de Physique Nucléaire de la SFP: “La physique nucléaire de demain, Armement nucléaire: passé, présent,..., Noyau et plasma laser et Espace doctorant”, 23-24 Février 2006, Orsay

## 6.7 Publications les Plus Significatives

### 6.7.1 Superdéformation

**Relative spins and excitation energies of superdeformed bands in  $^{190}\text{Hg}$ : Further evidence for octupole vibration**

B. Crowell et al., Phys. Rev. C 51 (1995) R1599

**Fragmentation of the decay from the superdeformed yrast band in  $^{192}\text{Hg}$**

Lopez-Martens et al., Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1707

**Excitation energies and spins of a superdeformed band in  $^{194}\text{Hg}$  from one-step discrete decays to the yrast line**

Khoo et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1583

**Single step links of the superdeformed band in  $^{194}\text{Pb}$ : a measure of the absolute excitation energy, spin and parity of superdeformed states**

Lopez-Martens et al., Phys. Lett. B380 (1996) 18

**Spins, parity, excitation energies and octupole structure of an excited superdeformed band in  $^{194}\text{Hg}$  and implications for identical bands**

Hackman et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4100-4103

**Vie et mort d'un noyau superdéformé**

Hannachi, Lopez-Martens, Korichi, Images de la Physique (1999) 65

**Strength distribution of gamma-transitions deexciting superdeformed rotational bands**

Lopez-Martens et al., Nucl. Phys. A 647 (1999) 217

**Experimental determination of the excitation energy of superdeformed bands in  $^{192,194}\text{Hg}$  by analysis of the decay quasicontinuum gamma-rays**

Lauritsen et al., Phys. Rev. C62 (2000) 044316

**Quasicontinuous decay spectra of superdeformed bands in  $^{192,194}\text{Pb}$**

**and energy gaps in level density at moderate angular momenta**

D.P. McNabb et al., Phys. Rev. C 61 (2000) 031304

**Gamma decay of superdeformed states**

Lopez-Martens et al., Phys. Scripta T88 (2000) 28

**Conversion electron spectroscopy in the superdeformed minimum of  $^{240}\text{Pu}$**

Gassmann et al., Phys. Lett. B 497 (2001) 181

**Les rotations exotiques des noyaux**

Lopez-Martens, Rapport d'Activités de l'IN2P3 1998-2000 (2001) 54

**Linear polarization measurement of interband transitions in superdeformed  $^{190}\text{Hg}$ : model-independent evidence for octupole vibrational structures**

Korichi et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 2746

**Evidence for octupole vibration in superdeformed  $^{196}\text{Pb}$**

Rossbach et al., Phys. Lett. B 513 (2001) 9

**Octupole vibration in superdeformed  $^{152}\text{Dy}$**

Lauritsen et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 282501

**Direct decay from the superdeformed band to the yrast line in  $^{152}\text{Dy}$**

Lauritsen et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 042501

**Population and decay from superdeformed states**

Lopez-Martens, Achievements with the EUROBALL spectrometer 1997-2003, W. Korten and S. Lunardi (Eds.), 31

**Decay from superdeformed states in the mass 190 region**

Lopez-Martens et al., Acta Physica Polonica B 34 (2003) 2195

**Excitation energies and spins of the yrast superdeformed band in  $^{191}\text{Hg}$**

Siem et al., Phys. Rev. C 70 (2004) 014303

**Gamma-ray feeding and decay of superdeformed states**

Lopez-Martens et al., Eur. Phys. J. A 20 (2004) 49

**Excitation energies of superdeformed states in  $^{196}\text{Pb}$ : towards a systematic study of the second well in Pn isotopes**

Wilson et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 182501



**Rotational damping, ridges, and the quasicontinuum of gamma-rays in  $^{152}\text{Dy}$**

Lauritsen et al., Phys. Rev. C 75 (2007) 06430

**Motional narrowing and ergodic bands in excited superdeformed states in  $^{194}\text{Hg}$**

Lopez-Martens et al., Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 102501

## **6.7.2 Noyaux Lourds**

**Detailed spectroscopy in  $^{249}\text{Fm}$**

Lopez-Martens et al., Phys. Rev. C 74 (2006) 044303

**Spectroscopy and single-particle structure of the odd-Z heavy element  $^{255}\text{Lr}$ ,  $^{251}\text{Md}$  and  $^{247}\text{Es}$**

Chatillon et al., Eur. Phys. J. A 30 (2006) 397

**Isomeric states in  $^{253}\text{No}$**

Lopez-Martens et al., Eur. Phys. J. A 32 (2007) 245

**Half-life and excitation energy of the  $I^\pi=13/2^+$  isomer in  $^{209}\text{Ra}$**

Hauschild et al., Phys. Rev. C 77 (2008) 047305

**Internal conversion and summing effects in heavy-nuclei spectroscopy**

Theisen, Lopez-Martens et Bonnelle, Nucl. Instr. Meth. A 589 (2008) 230

**High-K,  $t_{1/2}=1.4(1)$  ms, isomeric state in  $^{255}\text{Lr}$**

Hauschild et al., Phys. Rev. C 78 (2008) 021302

**Spectroscopie des noyaux lourds: une route vers les super lourds**

Lopez-Martens et al., Rapport d'Activités de l'IN2P3 2004-2006 (2008) 57

**Possible shears bands in  $^{204}\text{At}$  and  $^{206}\text{Fr}$ , an identification of excited states in  $^{205,207}\text{Fr}$**

Hartley et al., Phys. Rev. C 78 (2008) 054319

## **6.7.3 Instrumentation**

**On-line conversion electron measurements with a magnetic guide in heavy-ion induced reactions**

Paris et al., Nucl. Instr. and Meth. A 451 (2000) 662

**On the association of toroidal and axial magnetic fields for conversion electron spectroscopy**

Paris, Liang et Lopez-Martens, Nucl. Instr. and Meth. A 457 (2001) 517

**Gamma-ray tracking algorithms: a comparison**

Lopez-Martens et al., Nucl. Instr. and Meth. A 533 (2004) 454

**Element discrimination in the study of super-heavy elements using an ionization chamber**

Wieloch et la collaboration FULIS, Nucl. Instr. and Meth. A 517 (2004) 364

**GABRIELA: a new detector for gamma-ray and conversion electron spectroscopy of transfermium elements**

Hauschild et al., Nucl. Instr. and Meth. A 560 (2006) 388

## 6.8 Présentations en tant que Conférencier Invité

### 6.8.1 Superdéformation

Nuclear Physics at the Limits, Argonne, Etats-Unis, Juillet 1996

**Fragmentation of the decay-out cascade in  $^{192}\text{Hg}$**

Journées Thématiques de l'IPN, IPN, Orsay, France, 10 Juin 1997

**Désexcitation des états superdéformés dans la région de masse  $A \sim 190$**

Rencontres de la Communauté EUROBALL-France, CNRS, Gif, Juin 1997

**Futur des "links"**

Workshop on "tunneling in complex systems", Institute for Nuclear Theory, Seattle, Washington, Etats-Unis, 14 Avril 1997

**Study of the decay-out from superdeformed states in  $^{192}\text{Hg}$**

Nuclear Chemistry Gordon Research Conference, New London, New Hampshire, Etats-Unis, 15-20 Juin 1997

**Study of the intensity distribution of the primary gamma-rays in the decay from superdeformed states**

Geanie Workshop, Taos, New Mexico, Etats-Unis, 22-24 Juin 1997

**What can we learn from fluctuations?**

International Workshop on Mean-field Methods in Low Energy Nuclear Structure, ECT\*, Trento, Italie, 25 Mars - 3 Avril 1998

**What do we know, and what can we know about the decay from superdeformed states in the mass 190 region ?**

Achievements and Perspectives on Nuclear Structure, Aghia Pelaghia, Crete, July 12-16, 1999

**Gamma decay of superdeformed states**

10th International Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Santa Fe, New Mexico, Août 1999

**Gamma decay from superdeformed states: review and recent results**

Workshop on the Future of Nuclear Structure and gamma Spectroscopy with Stable Beams, Strasbourg, 7-8 Juin 2001

**Latest results from the superdeformed world with emphasis on octupole collectivity**

Workshop in honour of B. Herskind, NBI, Copenhagen, 6-8 Décembre 2001

**Barrier penetration and gamma-decay from elongated shapes**

EUROBALL Symposium, LAL, Orsay, 19-20 Mars 2002

**Population and decay of superdeformed states**

XXXVII Zakopane School of Physics, International Conference on Nuclear Physics, Zakopane, Pologne, 3-10 Septembre 2002

**Decay from superdeformed states in the mass 190 region**

NS2002 - Nuclear Structure with large gamma-arrays : Status and Perspectives, Padoue, 23-27 Septembre 2002

**Gamma decay and feeding of superdeformed states**

EUROBALL Hyperdeformation Collaboration meeting, ECT\*, Trento, Novembre 2003

**Population and decay from superdeformed states**

International Workshop on Physics with AGATA, LAL, Orsay, 22-24 Mars 2004

**Order to chaos transition and extreme deformations**

First Workshop of the LNL/GANIL Associate European Laboratory, Padova, 7-8 Avril 2004

**Future studies of extreme shapes**

Workshop on level density and gamma strength in continuum, Oslo, 21-24 Mai 2007

**Strength distribution in the decay-out of superdeformed bands**

Nuclear Chemistry Gordon Conference, New London, 3-8 Juin 2007

**Excited states in superdeformed  $^{194}\text{Hg}$ : damping, motional narrowing**

and ergodic bands

### 6.8.2 Noyaux Lourds

Exotag Workshop on Tagging methods and Experiments, JYFL, Jyvaskyla, 25-26 janvier 2005

**Focal plane spectroscopy at Dubna**

Workshop on Gamma-ray spectroscopy in Europe: Present and future challenges, ECT\*, Trento, 8-12 Mai 2006

**Structure of very heavy elements: GABRIELA**

Workshop on spectroscopy of transactinide nuclei, Saclay, 29 Janvier - 2 Février 2007

**What do we really know experimentally about the N=149,151 and 153 isotones ?**

### 6.8.3 Instrumentation

EXOTAG Workshop on Electron Spectroscopy, Jyvaskyla, 16-17 Février 2001

**Electron Spectroscopy using the Betatronc**

Journées de la division de physique nucléaire de la Société Française de Physique, Orsay, Mai 2004

**AGATA**

AGATA Week, INFN- Legnaro, 15-19 Septembre 2003

**Tracking**

AGATA Week, IPHC, Strasbourg, 21-25 Novembre 2005

**Data Analysis**

**Gamma-ray tracking**

AGATA Week, University of Liverpool, 6-9 Juin 2006

**Tracking**

AGATA Week, CSNSM-IPNO, Orsay, 15-19 Janvier 2007

**Tracking**

AGATA Week, INFN-Legnaro, 12-15 Novembre 2007

**Tracking**

## 6.9 Séminaires

### **Preliminary results on $^{192}\text{Hg}$ with Eurogam II**

Niels Bohr Insitute, Riso, Danmark, Février 1995

### **Fluctuation Analysis Method applied to the decay-out**

Physics Divison Seminar, Argonne, Etats-Unis, Mai 1995

### **Etude de la désexcitation des bandes superdéformées; exemple du $^{192}\text{Hg}$ : résultats et perspectives**

Conseil Scientifique du CSNSM, Orsay, Novembre 1995

### **Présentation de 3 thèmes de recherches du CSNSM: le spectromètre à radio-fréquence pour la mesure de masses, l'étude des mécanismes de réaction pour peupler les bandes superdéformées, l'étude de la désexcitation des bandes superdéformées dans la région de masse $A=190$**

DEA de Strasbourg, Janvier 1996

### **The decay-out of the superdeformed band in $^{192}\text{Hg}$**

Physics Division Seminar, Argonne, Etats-Unis, Mars 1996

### **Le mystère de la désexcitation des bandes superdéformées enfin levé ?... CSNSM, Orsay, Avril 1996**

### **Etude de la désexcitation des états superdéformés de la région de masse $A=190$**

Dapnia, CEA-Saclay, Juin 1996

### **Study of the gamma decay from superdeformed states**

Niels Bohr Institute, Copenhagen, Danemark, Septembre 1997

### **Étude de la désexcitation des états superdéformés dans les noyaux de masse $A\sim 190$**

IReS, Strasbourg, 13 Novembre 1997

### **Étude de la désexcitation des états superdéformés dans les noyaux de masse $A\sim 190$**

LAL, Orsay, 24 Novembre 1997

### **Étude de la désexcitation des états superdéformés dans les noyaux de masse $A\sim 190$**

LAPP, Annecy, 28 Novembre 1997

### **Decay from Superdeformed States**

ISKP, Bonn, 1er Juillet 1999

**Présentation des activités de recherches du CSNSM**

Magistère de Physique d'Orsay, Orsay, 16 Novembre 1999

**Désexcitation des Etats superdéformés**

Comité d'évaluation du CSNSM, 31 Janvier 2000

**Decay from Superdeformed States - Review and Perspectives**

Physics Division Seminar, Argonne, 16 Octobre 2000, Etats-Unis

**Décroissance de noyaux superdéformés**

CEA Bruyères le Châtel, Octobre 2003

**Physique du noyau au CSNSM**

Comité d'Evaluation du CSNSM, 9 juin 2005

**Spectroscopie des noyaux très lourds**

CEA Bruyères le Châtel, Mars 2007

**Structure des noyaux lourds**

Ecole Normale Supérieure - séminaire pour les étudiants de première année (L3),  
8 Janvier 2008

**Développements autour du projet européen AGATA**

CENBG, 1er Février 2008

**Noyaux Lourds et spectroscopie  $\gamma$  à Gammasphere**

Conseil Scientifique du CSNSM, 11 Mai 2009

**Structure Nucléaire aux Extrêmes**

Audition des demandes BQR Emploi 2009 , 8 Juin 2009

## Chapter 7

# Tirés des Publications Principales

Vie et mort d'un noyau superdéformé, F. Hannachi, A. Lopez-Martens et A. Korichi, Images de la Physique (1999) 59

Gamma-ray feeding and decay of superdeformed states, A. Lopez-Martens et al., Eur.Phys. J. A 20 (2004) 49

Strength distribution of  $\gamma$ -transitions deexciting superdeformed rotational bands, A. Lopez-Martens et al., Nucl. Phys. A. 647 (1999) 217

$\gamma$ -ray tracking algorithms: a comparison, A. Lopez-Martens et al., Nucl. Instr. Meth. A 533 (2004) 454

GABRIELA: A new detector array for  $\gamma$ -ray and conversion electron spectroscopy of transfermium elements, K. Hauschild, A.V. Yeremin, O. Dorvaux, A. Lopez-Martens et al., Nucl. Instr. Meth. A 560 (2006) 388

Detailed spectroscopy of  $^{249}\text{Fm}$ , A. Lopez-Martens et al., Phys. Rev. C 74 (2006) 044303

Isomeric states in  $^{253}\text{No}$ , A. Lopez-Martens et al., Eur. Phys. J. A 32 (2007) 245

Motional narrowing and ergodic bands in excited superdeformed states in  $^{194}\text{Hg}$ , A. Lopez-Martens et al., Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 102501

Internal conversion and summing effects in heavy-nuclei spectroscopy, Ch. Theisen, A. Lopez-Martens and Ch. Bonnelle, Nucl. Instr. Meth. A 589 (2008) 230

# Vie et mort d'un noyau superdéformé

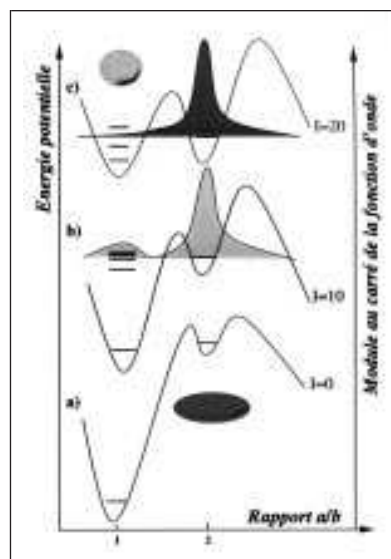
*Les états superdéformés du noyau ont des configurations très pures qui permettent en principe de tester les modèles nucléaires à grande déformation et à haut moment angulaire. Cependant, la non-observation des rayonnements  $\gamma$  dits « de lien » émis par le noyau superdéformé lorsqu'il change de forme fait que, jusqu'à présent, ni énergie d'excitation, ni spin, ni parité n'avaient pu être mesurés pour ces états. Ces transitions de lien ont récemment été mises en évidence dans quelques cas.*

**M**algré sa petite taille, le noyau atomique présente des caractéristiques analogues à celles d'objets plus grands, en particulier un volume et une surface relativement bien définis, ce qui permet de lui attribuer une forme. Celle-ci reflète non seulement la distribution « spatiale » des nucléons dans le noyau, mais aussi le jeu des forces qui régissent leur organisation. Ainsi, comme dans d'autres systèmes finis à plusieurs fermions, tels les grains supraconducteurs ou les agrégats métalliques, les propriétés des noyaux dépendent non seulement de l'intensité des corrélations d'appariement entre nucléons, mais aussi de la déformation du champ moyen qu'ils créent. Les contributions respectives de ces deux facteurs et leurs interférences se reflètent dans l'évolution des propriétés des états nucléaires avec le moment angulaire et la déformation du noyau, ce qui montre l'intérêt des études des noyaux très déformés.

La première signature expérimentale de l'existence de noyaux de forme très allongée remonte à 1962. En bombardant une cible d' $^{238}\text{U}$  avec un faisceau de  $^{22}\text{Ne}$ , S.M. Polikanov et ses collaborateurs ont identifié un

état nucléaire excité du noyau d' $^{242}\text{Am}$  qui avait la particularité de fissionner, certes plus rapidement que l'état fondamental du même noyau, mais pas quasi instantanément, comme on l'aurait prédit pour une goutte liquide classique. On pensait alors que la déformation du noyau résultait de la compétition entre la répulsion coulombienne entre protons qui tend à le déformer et sa tension superficielle qui tend au contraire à lui faire adopter une forme sphérique. C'est V.M. Strutinsky qui a expliqué en 1967 que la durée de vie mesurée est celle d'un état nucléaire superdéformé (état dans lequel le noyau a la forme d'un ellipsoïde de rapport grand axe/petit axe maximum de l'ordre de deux) localisé dans un second minimum de la courbe de l'énergie potentielle du noyau en fonction de sa déformation (figure 1a). Celui-ci apparaît dans les calculs, quand on tient compte de la nature quantique des nucléons qui impose leur répartition sur des niveaux d'énergie bien définis dans le noyau (structure dite en couches).

L'état nucléaire excité de moment angulaire nul correspondant au noyau superdéformé est protégé de la fission par une barrière de potentiel, ce qui explique sa durée de vie relativement longue et justifie l'appellation « isomère de fission ». De 1962 à nos jours, de nombreux isomères de fission ont été observés dans les actinides (uranium, plutonium...).



**Figure 1** - Courbes d'énergie potentielle d'un noyau de forme ellipsoïdale en fonction du rapport grand axe sur petit axe,  $a/b$ , pour différentes valeurs de son moment angulaire total  $I$  (unités  $\hbar$ ).

a) Cas des isomères de fission : deux minima apparaissent à  $I = 0 \hbar$ , pour des formes sphérique ( $a/b \sim 1$ ) et superdéformée ( $a/b \sim 2$ ) du noyau. b-c) Cas des noyaux plus légers : la rotation (généralement autour d'un axe perpendiculaire à un axe de symétrie) est nécessaire pour stabiliser le minimum superdéformé et les états observés sont de moment angulaire non nul. L'amplitude de la fonction d'onde du noyau superdéformé est représentée. Si elle reste piquée à  $a/b \sim 2$ , sa composante à plus faible déformation évolue avec le moment angulaire et la densité d'états environnants dans le premier puits.

La théorie a prédit l'existence d'états excités superdéformés dans les noyaux plus légers ( $Z \leq 84$ ) mais à condition que ceux-ci « tournent » extrêmement vite (figures 1b et c). Comme la répulsion coulombienne



entre protons est plus faible dans ce cas, son effet sur la déformation du noyau doit être renforcé par l'action des forces centrifuges et de Coriolis. Pour produire ces noyaux à haut moment angulaire, on utilise le plus souvent des réactions de fusion dans lesquelles un projectile lourd fusionne avec une cible pour former un noyau composé très chaud à grande fréquence de rotation (de l'ordre de  $2 \cdot 10^{20}$  hertz) (encadré 1). Les premiers noyaux superdéformés à haut moment angulaire furent observés en 1986 et leur étude a mis en évidence des phénomènes difficiles à interpréter. En effet, au cours de son processus de désexcitation, le noyau superdéformé change soudain de forme pour devenir presque sphérique et, durant cette étape très brève ( $\sim 10^{-12}$  sec), on perd expérimentalement sa trace (encadré 1). Ce chaînon manquant limite notre connaissance du noyau dans ses états superdéformés. Ni son énergie d'excitation, ni son moment angulaire, ni la parité de sa fonction d'onde n'ont pu être mesurés. En effet, les méthodes de spectrométrie nucléaire permettent en général de déterminer ces quantités à condition de pouvoir mesurer précisément les énergies et multiplicités des transitions  $\gamma$  qui connectent les états étudiés à l'état fondamental du noyau considéré. L'étude de la désexcitation  $\gamma$  des états superdéformés vers des états de plus faible déformation (par le biais de transitions  $\gamma$  dites de lien) est donc importante, d'une part pour caractériser précisément les états superdéformés, et d'autre part parce que le processus de désexcitation est lui-même très mal compris. Il implique en effet le couplage d'états aux propriétés très différentes par effet tunnel : les uns superdéformés, situés à basse énergie d'excitation par rapport au fond du puits superdéformé, sont donc « froids », caractérisés par de bons nombres quantiques et des symétries exactes, les autres, de faible déformation, situés à plus haute énergie d'excitation dans le premier puits, sont chauds et complexes (figure 1).

## QUELQUES PROPRIÉTÉS DES NOYAUX SUPERDÉFORMÉS

Notre connaissance des noyaux superdéformés à haut moment angulaire provient essentiellement de l'étude des cascades de transitions  $\gamma$  qu'ils émettent. Pour isoler et mesurer ces cascades qui sont de très faible intensité, il a fallu développer des multidétecteurs de plus en plus performants tels qu'Eurogam, Gammasphère et Euroball (encadré 2). Aujourd'hui, environ 200 noyaux superdéformés sont répertoriés dans des régions de masse très différentes :  $A \sim 60, 80, 130, 150$  et  $190$ . Le noyau superdéformé « froid » émet, tel un rotor rigide, un spectre composé d'une série de raies régulièrement espacées en énergie (ou bande de rotation) dont l'espacement  $\Delta E$  reflète la déformation (figure 2a). L'état superdéformé de moment angulaire  $I$  a une énergie totale :

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2J^{(2)}} I(I+1) + E_i$$

$E_i$  est la partie non rotationnelle de l'énergie du noyau et  $J^{(2)}$  est son moment d'inertie dynamique. La transition désexcitant l'état de moment angulaire  $I+2$  a donc une énergie :

$$E_\gamma = E(I+2) - E(I) = \frac{2\hbar^2}{J^{(2)}} I$$

et la différence d'énergie entre deux transitions consécutives est donnée par :

$$\Delta E_\gamma = \frac{4\hbar^2}{J^{(2)}}$$

L'évolution de l'espacement entre deux transitions consécutives le long d'une bande rotationnelle superdéformée met en évidence, selon les noyaux considérés, des comportements différents (figure 2b). L'inverse de cet espacement est une mesure du moment d'inertie du noyau. Dans le noyau de mercure de masse 192, on remarque que celui-ci augmente régulièrement avec la fréquence de rotation. Cela a été expliqué en terme de perte graduelle de la superfluidité du noyau. D'une façon imagée, à basse fréquence de rotation, le noyau superfluide se

comporte comme un œuf cru : il est difficile de le faire tourner globalement, son moment d'inertie (qui représente sa réponse à la rotation) est donc minimum. La vitesse de rotation croissant, les corrélations superfluides entre les nucléons dans le noyau se perdent petit à petit, ce qui fait qu'à haute fréquence de rotation l'ensemble du noyau tend à tourner collectivement tel un œuf dur, ce qui devrait conduire à une saturation de la valeur de son moment d'inertie.

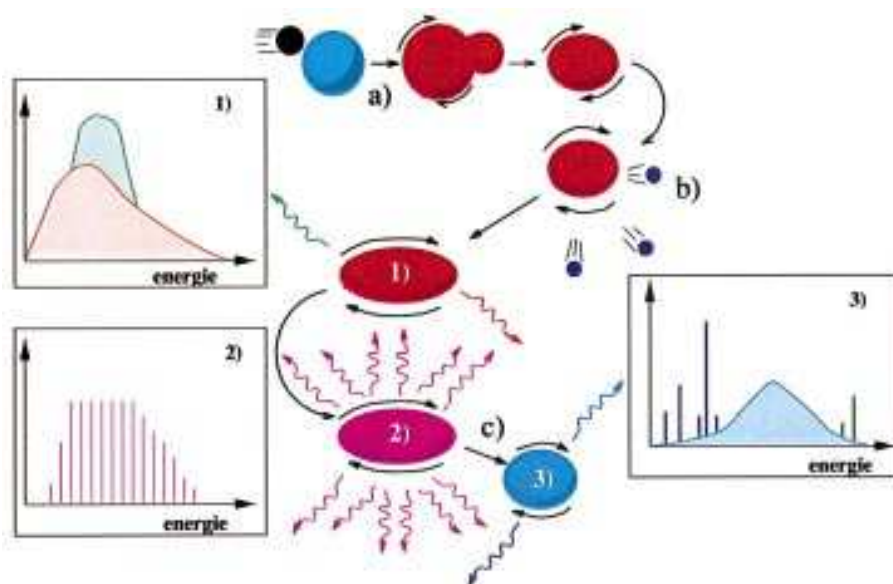
## DÉSEXCITATION DES ÉTATS SUPERDÉFORMÉS

Le trait commun à toutes les bandes rotationnelles superdéformées est la façon dont elles sont progressivement peuplées à haut moment angulaire, et la façon dont soudain, à basse fréquence de rotation, elles se terminent lorsque le noyau change de forme. L'énergie de déformation du noyau se transforme alors en énergie d'excitation (ou chaleur). Le spectre d'émission d'un tel noyau chaud est complexe. Il l'est d'autant plus que le noyau se trouve à haute énergie d'excitation et que son moment angulaire est élevé car le nombre d'états initiaux et finaux alors disponibles pour l'émission  $\gamma$  après la transition de forme est beaucoup plus important. La désexcitation du noyau chaud sera donc plus fragmentée et les rayonnements  $\gamma$  émis seront difficiles à distinguer parce qu'ils seront si nombreux et chacun de si faible intensité qu'ils apparaîtront sous la forme d'un quasi-continuum. C'est dans la région des noyaux de mercure et de plomb ( $A \sim 190$ ) que la combinaison des deux facteurs (énergie d'excitation et moment angulaire minimum) semblait la plus avantageuse pour l'étude de la désexcitation des états superdéformés.

Une première campagne de mesures a commencé au début des années 1990 avec le multidétecteur Eurogam dans sa première phase d'exploitation. C'est en analysant le spectre de toutes les transitions  $\gamma$  émises quasiment simultanément (dans un intervalle de

## Encadré 1

## REPRÉSENTATION SCHÉMATIQUE DES DIFFÉRENTES PHASES DE LA DÉSEXCITATION D'UN NOYAU SUPERDÉFORMÉ FORMÉ DANS UNE RÉACTION DE FUSION ÉVAPORATION



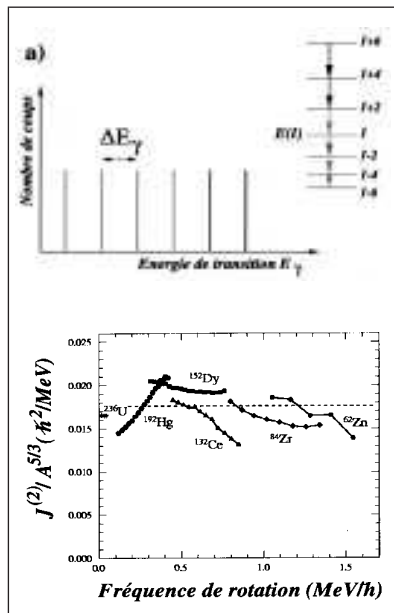
Dans une réaction de fusion (a), une énergie d'excitation et un moment angulaire orbital élevés sont transférés au noyau composé ( $\sim 50$  MeV et  $\sim 60 \hbar$ ). Après émission de particules légères (b), le noyau très excité continue à se refroidir et à évacuer son moment angulaire en émettant des transitions  $\gamma$  (c) dont les spectres continus sont représentés dans l'insert 1.

Ces transitions, mal connues, ne sont pas résolues par les détecteurs utilisés dans ces études (largeur à mi-hauteur des raies  $\sim 2$  keV à 1 MeV) à cause de la très forte densité d'états nucléaires impliqués. Outre une composante « statistique » s'étalant sur une plage en énergie de quelques MeV (en rouge dans l'insert 1), ce spectre comprend aussi une composante plus ramassée (en vert) qui décrit les excitations collectives du noyau.

La majorité des états superdéformés, à cette énergie d'excitation, est fortement couplée à la mer des états normalement déformés du noyau et leur désexcitation se poursuivra en général par une cascade de transitions  $\gamma$  entre les états normalement déformés du noyau. Avec une faible probabilité ( $\sim 1\%$ ), certains noyaux se retrouvent cependant piégés dans le puits de potentiel superdéformé. Il s'ensuivra

une cascade de plusieurs transitions  $\gamma$  caractéristiques de la désexcitation à travers une bande de rotation très pure car les états du puits superdéformé sont protégés d'un mélange avec les états « normaux » par la barrière de potentiel élevée montrée sur la figure 1. Ces transitions  $\gamma$  sont schématisées dans l'insert 2. Leur intensité est constante tant qu'aucun mélange n'intervient avec les états normaux.

A plus bas moment angulaire, entre 10 et 25  $\hbar$  selon le cas considéré, le noyau superdéformé évolue vers une forme quasi sphérique avec émission de raies  $\gamma$  dites transitions de lien. La majorité d'entre elles forme un spectre quasi continu qui est montré dans l'insert 3. C'est à ce moment qu'on perd la trace précise du cheminement de la cascade et seule la présence des transitions connues désexcitant les états normalement déformés du noyau (en bleu foncé dans l'insert 3) permet alors d'identifier le noyau superdéformé formé dans la réaction. Des transitions de lien apparaissant sous forme de raies discrètes (schématisées en vert avec une intensité surévaluée dans l'insert 3) ont été mises en évidence récemment dans quelques noyaux, ce qui permet d'identifier complètement le cheminement de la cascade de désexcitation.



**Figure 2 - a)** Les états d'une bande rotationnelle superdéformée sont schématiquement représentés, ainsi que les transitions  $\gamma$  les désexcitant. Le spectre d'émission correspondant est également dessiné. Il s'agit d'une série de transitions quadrupolaires électriques espacées d'une valeur  $\Delta E_\gamma \approx$  constante.  
**b)** Compilation des moments d'inertie dynamiques typiques des six régions de masse dans lesquelles le phénomène de superdéformation a été observé. Les différentes valeurs  $J^{(2)}$ , corrigées de leur dépendance en masse ( $J = M \times R^2$ ,  $R = r_0 A^{1/3}$ , le volume du noyau étant proportionnel au nombre de nucléons qui le composent), sont tracées en fonction de la fréquence de rotation du noyau ( $\hbar\omega = E_\gamma/2$ ). On note que les  $J^{(2)}$  ont des comportements très différents selon la masse du noyau mais que toutes les valeurs se regroupent autour de la valeur du moment d'inertie dynamique d'un corps rigide superdéformé (en pointillés).

temps de quelques nanosecondes) avec les transitions de la bande superdéformée du noyau de  $^{192}\text{Hg}$ , depuis sa formation dans la réaction de fusion-évaporation, en passant par son changement de forme jusqu'à son état fondamental sphérique, que l'on a pu isoler et caractériser pour la première fois le spectre de désexcitation d'un noyau superdéformé. Il s'agissait d'un spectre quasi continu s'étendant sur une gamme d'énergie de transition allant de  $\sim 1$  MeV jusqu'à 4 MeV. En analysant ce spectre avec des méthodes statistiques, nous avons montré que le noyau superdéformé de  $^{192}\text{Hg}$  émet en moyenne 3 photons, pour

évacuer environ 4,5 MeV d'énergie d'excitation. Il a cependant fallu attendre l'efficacité accrue du multidétecteur dans sa deuxième phase pour pouvoir étudier plus en détail la structure de ce spectre continu. Dans le cas des noyaux de  $^{192}\text{Hg}$  et  $^{194}\text{Hg}$ , une analyse des fluctuations présentes dans les spectres de désexcitation a démontré que ces trois émissions successives peuvent se faire d'environ 3 000 façons différentes. L'espoir d'isoler une cascade de désexcitation particulière dans cette forêt n'était cependant pas perdu. En effet, parmi toutes ces transitions  $\gamma$ , il en existe de très spéciales, appelées transitions « de lien direct », de grande énergie, qui refroidissent le noyau en une seule étape. Par ailleurs, comme le nombre d'états nucléaires finals pour ce type de transition est petit, elles sont peu nombreuses et devaient donc apparaître sous forme de raies isolées et résolues par les détecteurs utilisés. Nous les avons donc recherchées et en novembre 1995, à l'aide du multidétecteur Gammasphère à Berkeley, nous avons mis en évidence, avec nos collaborateurs américains, des transitions de lien direct dans la désexcitation du noyau superdéformé de  $^{194}\text{Hg}$ . Deux mois plus tard, nous les observions dans le noyau de  $^{194}\text{Pb}$  avec le multidétecteur Eurogam II à Strasbourg. Ces transitions, de très faible intensité, n'avaient pu être observées avant l'arrivée de la nouvelle génération de multidétecteurs  $\gamma$ . En effet, elles ne représentent qu'environ 1 % de l'intensité des transitions de la bande superdéformée, qui, rappelons-le, ne représentent elles-mêmes que 1 à 2 % de l'intensité totale de la réaction de fusion-évaporation. De plus, elles sont de grande énergie ( $\sim 2-3$  MeV dans le plomb et  $\sim 4-5$  MeV dans le mercure), ce qui rend leur détection encore plus difficile car l'efficacité des multidétecteurs n'est pas optimale pour ces énergies.

Pour la première fois, 10 ans après la découverte de la première bande rotationnelle superdéformée, on avait donc accès à des informations précises sur l'énergie d'excitation, le mo-

ment angulaire et la parité des états superdéformés. Cela a permis de montrer que les modèles théoriques de type champ moyen reproduisent bien l'énergie d'excitation des états superdéformés de  $^{194}\text{Pb}$  mais pas celle des états superdéformés de  $^{194}\text{Hg}$ , ce qui est probablement dû à la difficulté de calculer le spectre, beaucoup plus complexe, des excitations des noyaux de mercure à faible déformation. Par ailleurs, l'analyse du spectre quasi continu de désexcitation du noyau superdéformé de  $^{192}\text{Hg}$  indique que l'énergie d'excitation des états superdéformés est plus importante dans ce noyau que dans le cas du noyau de  $^{194}\text{Pb}$ . Cela est en contradiction avec toutes les prédictions théoriques et illustre la limitation des théories actuelles.

Ces premiers résultats ont suscité de nombreuses mesures du même type. Cependant, là encore, une surprise attendait les chercheurs : les transitions de lien direct n'ont pas été observées dans tous les noyaux. Pourquoi ?

Dans les noyaux de masse  $A \sim 150$ , il est plus difficile d'observer ces transitions de lien direct car les bandes superdéformées se terminent à des moments angulaires plus élevés que dans les noyaux de masse 190 ( $\sim 25 \hbar$  contre  $\sim 10 \hbar$ ) et le nombre de chemins de désexcitation est probablement beaucoup plus grand. En revanche, la non-observation des transitions de lien direct dans les isotopes pairs-pairs voisins de  $^{194}\text{Hg}$  (figure 3) ou de  $^{194}\text{Pb}$  est beaucoup plus difficile à comprendre, car rien dans leur structure n'est fondamentalement différent. Les transitions de lien direct sont-elles favorisées dans un cas et défavorisées dans d'autres ? Si oui, cela serait-il dû à des règles de sélection particulières ou au hasard ? On sait depuis longtemps peupler des états nucléaires à haute énergie d'excitation par des réactions de capture radiative de neutrons de très basse énergie. On a observé dans ce cas que deux états de même moment angulaire et de même parité distants de

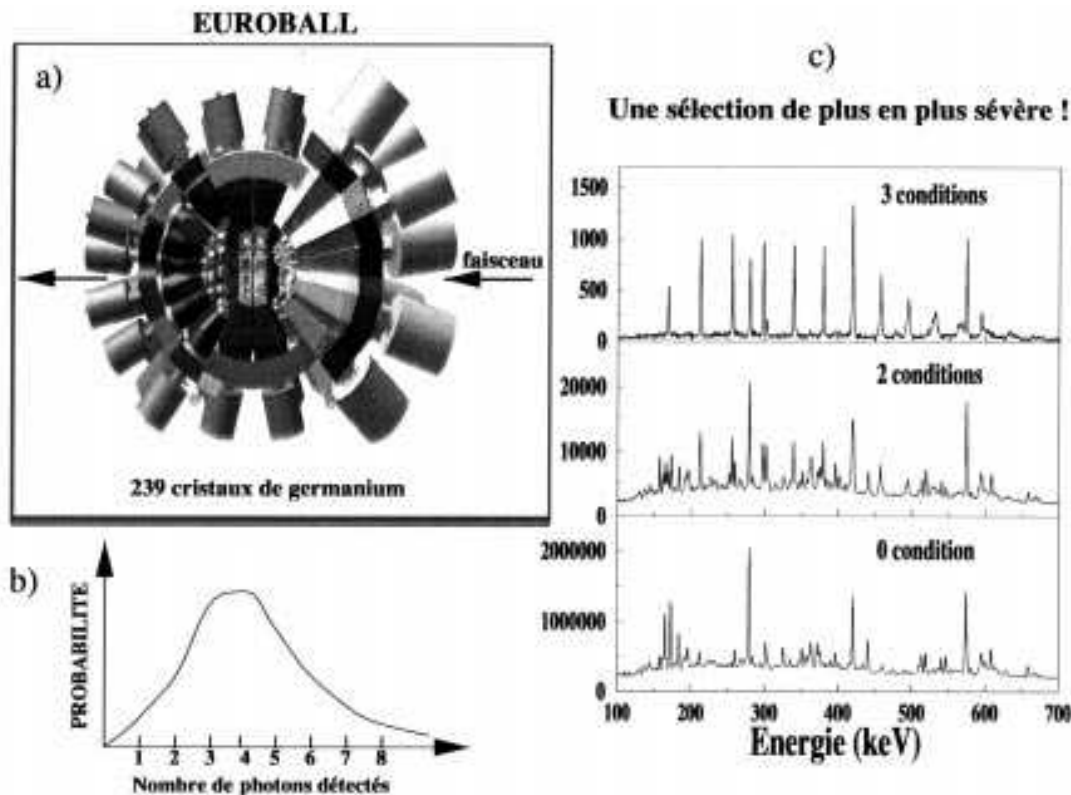
## Encadré 2

UN OUTIL PERFORMANT POUR LA SPECTROSCOPIE  $\gamma$ 

Le multidétecteur de rayonnements  $\gamma$  Euroball comprend 239 cristaux de germanium entourés de compteurs anti-Compton en BGO (Bismuth Germanate Oxyde). Ces derniers permettent de rejeter les événements dans lesquels les photons issus de diffusions Compton dans le germanium ne sont pas « réabsorbés » dans le cristal Ge lui-même. Le grand nombre de détecteurs d'Euroball et sa grande efficacité permettent la détection de plusieurs des 20 à 30 photons émis en moyenne dans chaque réaction de fusion.

Un exemple de distribution du nombre de photons détectés par réaction de fusion dans Euroball est montré en b). Les cascades de photons émises par les noyaux superdéformés à très haut moment angulaire comprennent un grand nombre de transitions  $\gamma$  et donnent donc lieu à des événements localisés dans la partie la plus haute de cette distribution. Ces

événements (plusieurs millions par expérience) permettent de sélectionner des cascades de transitions particulières dans la désexcitation du noyau. Dans la pratique, cela est réalisé en ne retenant pour construire les spectres que les événements dans lesquels 1, 2 ou  $n$  parmi leurs transitions caractéristiques ont été détectées. Un exemple d'une telle sélection est montré en c) dans le cas de l'étude du noyau superdéformé de  $^{194}\text{Pb}$ . Six transitions  $\gamma$  appartenant à la bande superdéformée de ce noyau ont été utilisées pour construire les spectres des événements dans lesquels 2 et 3 transitions  $\gamma$  (ou conditions) parmi les 6 ont été respectivement détectées dans la réaction. Ces spectres sont comparés avec celui (0 condition) contenant tous les événements détectés. Le spectre noté 3 conditions est celui dans lequel la cascade superdéformée est la mieux isolée.

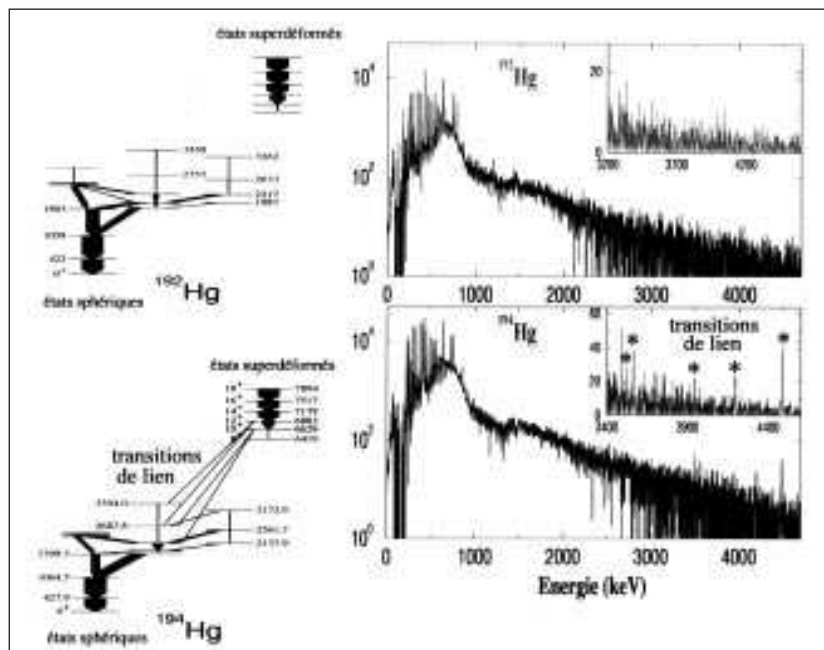


quelques eV seulement en énergie d'excitation peuvent se désexciter vers les états de plus basse énergie du noyau en émettant des transitions  $\gamma$  d'intensités très différentes. Pour ces états très excités, il a été démon-

tré que les probabilités de transition  $\gamma$  suivent une loi de type  $\chi^2$  à un degré de liberté (distribution de Porter-Thomas). Cette loi découle directement de la théorie des matrices aléatoires utilisée dans l'étude des

systèmes classiques chaotiques. Les fluctuations d'intensité des transitions de lien direct pourraient aussi être dues à des variations aléatoires des probabilités de transition. Des travaux sont en cours pour vérifier cette





**Figure 3** - Comparaison des spectres de tous les rayonnements émis par deux noyaux superdéformés de mercure. Ces spectres sont triplement conditionnés par des transitions appartenant aux bandes superdéformées de ces noyaux (ils sont équivalents au spectre noté 3 conditions dans l'encadré 2). Sur la partie gauche de la figure, on montre que les séquences de leurs états quasi sphériques et superdéformés identifiés par leurs énergies d'excitation (en keV) sont très similaires. Si leurs spectres d'émission sont quasi superposables sur toute la gamme d'énergie représentée, des transitions résolues à haute énergie (indiquées par des étoiles) ne sont observées que dans l'isotope de masse 194. Les états superdéformés de  $^{192}\text{Hg}$  n'ont pas été placés de façon précise dans le schéma puisque des transitions de lien direct n'ont pas été observées dans ce noyau.

hypothèse en analysant la distribution des probabilités de transition des rayonnements  $\gamma$  émis par le noyau chaud dans le premier pas de sa désexcitation.

## PERSPECTIVES

S'il s'avère que les fluctuations d'intensité des transitions de lien direct relèvent du hasard, alors il est impossible de prédire dans quels noyaux ces transitions de lien seront observées. On sait cependant que plus l'énergie d'excitation des états superdéformés est élevée et plus les états

quasi sphériques environnants sont nombreux et complexes. On peut donc s'attendre à une gamme en énergie d'excitation où ces états nucléaires deviennent chaotiques. L'étude de la désexcitation des états superdéformés, toutes régions de masse confondues, sera alors un moyen privilégié pour étudier et comprendre la transition de l'ordre vers le chaos dans le noyau atomique.

Jusqu'à présent, la désexcitation des états superdéformés a été principalement étudiée avec des multidétecteurs de rayonnements  $\gamma$ . On vient de

découvrir que celle-ci procède également par émission de protons dans l'isotope de cuivre de masse 58. Dans ce cas, le noyau superdéformé change de forme en perdant son identité. Un autre mode de désexcitation possible, actuellement en cours d'investigation, est l'émission d'électrons de conversion interne. Nous n'avons pas abordé ici la question de la population des états superdéformés. Ce thème, situé à mi-chemin entre les domaines de la structure nucléaire et des mécanismes de réaction, est à peine exploré. Trouver les conditions expérimentales qui favorisent la production de noyaux superdéformés permettrait d'envisager dans de meilleures conditions la recherche d'états nucléaires prédits à plus grande déformation encore, appelés « états hyperdéformés ».

## POUR EN SAVOIR PLUS

**Byrski (Th.) et al.**, « Superdéformation nucléaire et spectres gamma jumeaux », *Images de la Physique* 1991, 11.

**Lopez-Martens (A.), Hannachi (F.) et al.**, « Single-step links of the superdeformed band in  $^{194}\text{Pb}$  : a measure of the absolute Excitation Energy, Spin and Parity of the SD states », *Phys. Lett. B* 380, 1996.

**Lopez-Martens (A.), Hannachi (F.) et al.**, « The fragmentation of the decay from the Yrast SD band in  $^{192}\text{Hg}$  », *Phys. Rev. Lett.*, 76, 1583, 1996.

**Lopez-Martens (A.), Dossing (T.) et al.**, « Strength distribution of gamma-transitions deexciting superdeformed bands », *Nucl. Phys.*, A 647, 217, 1999.

**Khoo (T.L.)**, « Proceedings from the Institute for Nuclear Theory », Vol. 5, « Tunneling in complex system », ed. Steven Tomsovic, 229, *World Scientific*. 1998.

Article proposé : par Fazia Hannachi, tél. 01 69 15 50 81, fax. 01 69 15 50 08.

Courriel : hannachi@cnsn.in2p3.fr

Réalisé en collaboration avec Araceli Lopez-Martens et Amel Korichi

Laboratoire CNRS ayant participé à ces travaux :

Centre de spectrométrie nucléaire et de spectrométrie de masse Orsay, Institut de recherches subatomiques Strasbourg, Institut de physique nucléaire Lyon.

## Strength distribution of $\gamma$ -transitions deexciting superdeformed rotational bands

A.P. Lopez-Martens<sup>a,b,1</sup>, T. Døssing<sup>a</sup>, T.L. Khoo<sup>c</sup>, A. Korichi<sup>b</sup>,  
F. Hannachi<sup>b</sup>, I.J. Calderin<sup>c</sup>, T. Lauritsen<sup>c</sup>, I. Ahmad<sup>c</sup>, M.P. Carpenter<sup>c</sup>,  
S.M. Fischer<sup>c</sup>, G. Hackman<sup>c</sup>, R.V.F. Janssens<sup>c</sup>, D. Nisius<sup>c</sup>, P. Reiter<sup>c</sup>,  
H. Amro<sup>c,d</sup>, E.F. Moore<sup>d</sup>

<sup>a</sup> *The Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Copenhagen, Denmark*

<sup>b</sup> *Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, 91405 Orsay, France*

<sup>c</sup> *Physics Division, Argonne National Laboratory, Argonne, IL 60439, USA*

<sup>d</sup> *North Carolina State Univ., Raleigh, NC 27695 & TUNL, Durham, NC 27708, USA*

Received 10 September 1998; accepted 8 January 1999

---

### Abstract

The strength distribution of the  $\gamma$  rays in the decay-out from superdeformed (SD) states is investigated by applying the maximum likelihood method, with special emphasis on the influence of the lower threshold given by experimental conditions. Clear graphical solutions are found, and a careful estimation of the dispersion in the values of the number of degrees of freedom and of the average strength of the most likely  $\chi^2$  distribution is carried out. For the  $^{194}\text{Hg}$  nucleus, 41 primary transitions from the decay-out of SD states are identified above 2600 keV. It is concluded that they represent the strongest 10% of the transitions selected stochastically from a Porter–Thomas distribution. This would support the scenario of a statistical decay of SD states via coupling to a compound state at normal deformation. However, the occurrence of several very strong direct one-step transitions as previously observed in  $^{194}\text{Hg}$  has a very small probability of the order of  $10^{-4}$ . This may indicate special selection rules governing the decay. However, based on the absence of strong primary transitions from SD states in adjacent nuclei, the situation in  $^{194}\text{Hg}$  is viewed as a very lucky incidence. © 1999 Published by Elsevier Science B.V.

PACS: 21.10.Re; 23.20.Lv; 24.60.-k; 27.80.+w

Keywords: Superdeformation; Decay-out; Tunneling; Compound state; Chaos; Strength distribution; Maximum likelihood

---

<sup>1</sup> Present address: Institut de Recherches Subatomiques UMR7500, CNRS-IN2P3 ULP, 23 Rue du Loess, 67300 Strasbourg, France.

## 1. Introduction

The question addressed in this paper is the nature of the  $\gamma$ -ray transitions of the decay-out cascade, which links SD to normally deformed (ND) states in the mass 190 and 150 regions. These cascades contain few strong transitions, but many weak ones which form a quasicontinuum. An analysis of the distribution of primary transition strengths may shed light on the decay-out mechanism. The most pronounced transitions may be caused by accidental enhancement of random transition matrix elements, or they may arise because of selection rules, which result in allowed and forbidden transitions.

The  $\gamma$ -decay cascades containing transitions along a SD rotational band proceed through four characteristic stages [1]. First come transitions from thermally excited states at rapid rotation populated by neutron or light-particle evaporation from the compound nucleus formed in the fusion reaction. Then follows a long chain of discrete transitions regularly spaced in energy. These form the SD rotational band. This chain is disrupted when the nucleus suddenly changes shape. The cycle of hot and cold motion is then repeated leading the nucleus down to its ND ground state. Only very rarely do decay cascades jump from the band, in a single transition (referred to hereafter as “one-step transition”), directly down to the cold states at normal deformation [2–5].

The occurrence of these four stages is due to the barrier in the potential energy surface separating SD and ND states. The decay out of SD states to excited states at normal deformation proceeds via a tunneling through this barrier. At the angular momenta relevant for decay out in the mass 150 and 190 regions,  $\sim 10$  and  $25 \hbar$  respectively, the SD side of the barrier contains a few states of specific structure with well-defined quantum numbers, while the ND side around the same energy supposedly contains a dense spectrum of complicated states.

The tunneling through the barrier proceeds as a motion in a collective coordinate. If the motion on the ND side stays within collective degrees of freedom, the SD states will prefer to decay to levels of vibrational nature. A consistent treatment of this scenario with restriction to quadrupole deformations has been obtained with the generator coordinate method [6]. Alternatively, if the collective levels on the ND side are spread over all the complicated states [7], the tunneling manifests itself as an admixture into the SD state of one, or a few, of these ND states [8].

At high excitation energy, the residual nucleon interactions mix states over an energy interval much larger than the average level spacing. This is why compound states are characterized by admixtures of very many components in their wavefunctions and by the loss of quantum numbers (apart from spin and parity).

The measured strong fragmentation of the decay-out transitions [9] supports the scenario of a statistical decay initiated by a small compound-state component mixed into the SD state.

Another hallmark of a purely statistical decay is the Porter–Thomas distribution of transition strengths. Such a compound statistical character has been firmly established for neutron resonances, both with respect to neutron decay widths [10] and with respect to individual  $\gamma$ -decay strengths [11]. Also, the statistics of nearest-neighbor spacings

follows a Wigner distribution, supporting the notion of a chaotic nature of neutron and proton resonances [12].

Compared with the situation at the neutron resonances, the decay from SD states occurs at a higher angular momentum and at a lower excitation energy above yrast. Moreover, it is initiated by a barrier tunneling process. In view of these different physical situations, it cannot be taken for granted that the same chaotic behavior is encountered in the decay-out cascade. Deviations from a purely statistical decay could be due to selection rules governing the transition strengths, which might arise from the persistence of good quantum numbers in the tunneling process. Alternatively, a non-statistical character of the decay will also result if the excited ND states at 2.5–4.5 MeV are not sufficiently complex.

A special question arises for the intense high-energy one-step transitions observed in the nuclei  $^{194}\text{Hg}$  and  $^{194}\text{Pb}$  [2–5]. They may be due just to statistical fluctuations, or they could reveal a special structure of these nuclei relative to others, where such one-step transitions have not been observed because they are too weak.

The present paper presents the first analysis of transition strengths of primary decay-out transitions from SD states. The aim is to find out whether the decay out is truly statistical, or whether evidence for selection rules can be found. Section 2 discusses the maximum likelihood method, with special emphasis on the minimum variance estimators, and a careful examination of the uncertainty of the estimation. In Sections 3–5, the method is applied to experimental data for the  $^{194}\text{Hg}$  nucleus. Section 6 gives a conclusion.

## 2. Maximum likelihood method for $\chi^2$ distributions

### 2.1. Physical significance of the number of degrees of freedom

In a truly compound state, any quantum amplitude can be viewed as being selected from a Gaussian distribution centered around zero. The reduced transition strength for the decay to a particular state is proportional to the absolute square of such an amplitude. With a Gaussian distribution of amplitudes, the distribution of reduced transition strengths will be a  $\chi^2$  distribution with one degree of freedom, often called a Porter–Thomas distribution [13]. This applies to decays of a specific multipolarity to one final state. With a number  $\nu$  of incoherent amplitudes, describing the decay from  $\nu$  unresolved states to one final state, one would obtain for the distribution of transition strengths  $w$ , a  $\chi^2$  distribution with  $\nu$  degrees of freedom:

$$f_{\theta,\nu}(w) = \frac{(\nu/2\theta)^{\nu/2}}{\Gamma(\nu/2)} w^{(\nu/2)-1} \exp\left(-\frac{\nu w}{2\theta}\right), \quad (1)$$

where  $\theta$  denotes the average strength



$$\theta = \int_0^{\infty} w f_{\theta, \nu}(w) dw. \quad (2)$$

For individual transitions out of single nuclear compound states, it is not so easy to give physical arguments for values of  $\nu \neq 1$ . However, a situation with  $\nu > 1$  will occur in our case if the decaying SD state becomes spread over many close-lying ND unresolved states. This is the so-called strong-coupling limit [14,15], characterized by the condition  $\Gamma/D_n \gg 1$ . Here  $\Gamma$  is the width for the coupling of the SD state through the barrier to ND states, which have an average level spacing  $D_n$ . The strong-coupling limit will be relevant if the barrier suddenly opens up between angular momenta  $I + 2$  and  $I$ , with the decay-out taking place at angular momentum  $I$ . Strong coupling will also occur if the SD rotational E2 width is much larger than the average decay width of the ND states, to which it couples. The cascades will then stay within the SD band well into the strong-coupling situation. This behavior is not expected at the excitation energies of interest for the mass 150 and 190 regions.

Despite our doubts about the relevance of distributions with  $\nu \neq 1$  for the primary decay-out transitions, we shall follow the custom of analysing transition strength distributions in terms of the  $\chi^2$  distribution. If the result comes out to be  $\nu = 1$ , and the distribution resembles a Porter–Thomas distribution [10,11], the compound character of the decay mechanism is proven. The opposite case,  $\nu \neq 1$ , allows for more possibilities. It could indicate that the decay out occurs in the strong-coupling limit. As a more interesting possibility,  $\nu \neq 1$  may indicate that the decay-out transitions obey selection rules connected with the structure of the SD states, the barrier penetration mechanism and the final states at normal deformation.

## 2.2. Estimators for the truncated $\chi^2$ distribution

In actual experimental cases, the weakest transitions are not observed. For example, as we shall see, the primary SD decay-out transitions are superposed on a rather strong background of other transitions emitted during the whole decay. The fluctuations of this background spectrum set a lower limit to the intensities that one can observe with certainty. The intensities  $w$  above this limit  $w_{\text{low}}$  follow the truncated  $\chi^2$  distribution,

$$f_{\theta, \nu, w_{\text{low}}}(w) = a(\theta, \nu, w_{\text{low}})^{-1} w^{(\nu/2)-1} \exp\left(-\frac{\nu w}{2\theta}\right) \quad \text{for } w_{\text{low}} < w < \infty, \quad (3)$$

where the factor  $a(\theta, \nu, w_{\text{low}})$  ensures the proper normalisation,

$$a(\theta, \nu, w_{\text{low}}) = \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} w^{(\nu/2)-1} \exp\left(-\frac{\nu w}{2\theta}\right) dw. \quad (4)$$

The probability that a random sample of  $n$  transition strengths consists of precisely the measured values  $w_1, w_2, \dots, w_n$  is given by the product

$$L(\theta, \nu, w_{\text{low}}) = \prod_i f_{\theta, \nu, w_{\text{low}}}(w_i). \quad (5)$$

This function is called the *likelihood function* [16], and we seek the values of  $\theta$  and  $\nu$  which maximize it, or, in other words, the values of the two parameters of the  $\chi^2$  distribution which maximize the joint probability  $L$  of the  $n$  observations. The mathematical details of the calculations involving the likelihood function are collected in Appendix A. There, it is shown that the condition of maximum likelihood implies

$$\begin{cases} \frac{\partial \log L}{\partial \theta} = 0 \\ \frac{\partial \log L}{\partial \nu} = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \langle w \rangle_{\text{exp.}} = \langle w \rangle_{\text{acc.}} \\ \langle \log w \rangle_{\text{exp.}} = \langle \log w \rangle_{\text{acc.}} \end{cases} \quad (6)$$

Here,  $\langle \rangle_{\text{exp.}}$  denotes the mean values over the experimental transition strengths, for example,

$$\langle \log w \rangle_{\text{exp.}} = \frac{1}{n} \sum_i \log w_i. \quad (7)$$

$\langle \rangle_{\text{acc.}}$  refers to the average over the accessible part of the whole distribution, namely the part which can be observed above  $w_{\text{low}}$ :

$$\langle \log w \rangle_{\text{acc.}} = \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} f_{\theta, \nu, w_{\text{low}}}(w) \log w \, dw \quad (8)$$

and which must be evaluated by numerical integration. In Appendix A we prove that the average and average logarithm regarded as functions of the parameters  $\theta, \nu$  are *minimum variance bound estimators*. From the property of minimum variance, it also follows that the average and average logarithm form a *sufficient statistics*: the likelihood function  $L(\theta, \nu)$  for a given experimental distribution depends only on the average and average logarithm, with disregard to any other property of the whole set of experimental strengths.

The truncation of the distribution at  $w_{\text{low}}$  can sometimes imply a rather indirect relationship between the estimators and the underlying parameters of the distribution (as will be illustrated by the grid in Fig. 1). Often, the use of the word estimator in statistics implies a more direct relation between estimator and underlying parameter. Thus, for example, (i) the sample mean directly estimates the average of a Gaussian distribution and (ii) the sample median estimates the centroid of a Breit–Wigner distribution. For the full  $\chi^2$  distribution, with  $w_{\text{low}} = 0$ , the mean strength  $\frac{1}{n} \sum_i w_i$  directly estimates the average strength  $\theta$ . However, the relationship between the mean logarithm  $\frac{1}{n} \sum_i \log w_i$  and the number of degrees of freedom  $\nu$  remains fairly indirect, even for the case  $w_{\text{low}} = 0$  (cf. Eqs. (A.10) and (A.11)).

Due to the stochastic nature of the selection of transition strengths from a given distribution, independent selections of populations containing a certain number of transitions will lead to different values of the estimators, centered around the averages  $\langle w \rangle_{\text{acc.}}$  and  $\langle \log w \rangle_{\text{acc.}}$ . This is discussed and illustrated in Appendix A.

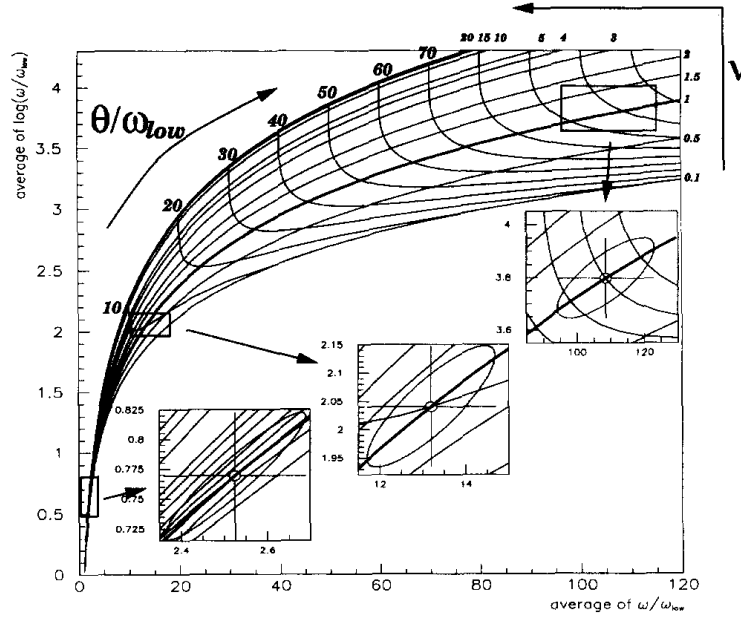


Fig. 1. The average  $\langle w \rangle_{\text{acc.}}$  and the average of the logarithm  $\langle \log w \rangle_{\text{acc.}}$  of the accessible part of a  $\chi^2$  distribution are shown for a grid of values of average strength  $\theta$ , and number of degrees of freedom  $\nu$ . All the strengths are normalised to the low threshold cut-off  $w_{\text{low}}$ . In the enlarged areas, ellipses display the uncertainty in the determination of the parameters  $\theta$  and  $\nu$  of the underlying  $\chi^2$  distribution.

### 2.3. Graphical determination of the parameters

#### 2.3.1. Overall landscape

Fig. 1 displays the possible area of values of the estimators  $\frac{1}{n} \sum_i w_i$  and  $\frac{1}{n} \sum_i \log w_i$ , covered by a crude grid in  $(\theta, \nu)$ , as well as some enlargements of selected areas, all normalized to the lower detection limit  $w_{\text{low}}$ . In the figure, one notices that the average of the accessible part of the distribution  $\langle w \rangle_{\text{acc.}}$  approaches the average  $\theta$  of the whole underlying distribution, as  $\theta/w_{\text{low}}$  becomes large. This is of course required, but one also notices that the approach is very slow for small values of  $\nu$ . For example, for the Porter–Thomas distribution,  $\nu = 1$ , the average of the accessible part of the distribution is  $\langle w \rangle_{\text{acc.}} \simeq 110 w_{\text{low}}$ , when  $\theta = 100 w_{\text{low}}$ . Thus, the presence of the detection limit continues to influence the results, even when it is very small relative to the average.

#### 2.3.2. Dispersion ellipses

In the magnified areas are shown the dispersions in the estimators away from the average value for a sample of 100 transition strengths, selected from a Porter–Thomas distribution. The uncertainty in the determination of the number of degrees of freedom is given by the contours of  $\nu$  which are tangent to the dispersion ellipse. For a given physical situation, moving in the direction of higher resolving power corresponds to sliding up a contour of constant  $\nu$  on the map of Fig. 1 in the direction of increasing ratio  $\theta/w_{\text{low}}$ . While the ellipses change in a complicated way, one sees how a higher resolving power will improve the determination of  $\nu$ . For the example chosen in Fig. 1,  $n = 100$  and  $\nu = 1$ , the dispersion in  $\nu$  is  $\sigma_\nu = 1.1$  when  $\theta/w_{\text{low}} = 1$ , compared to

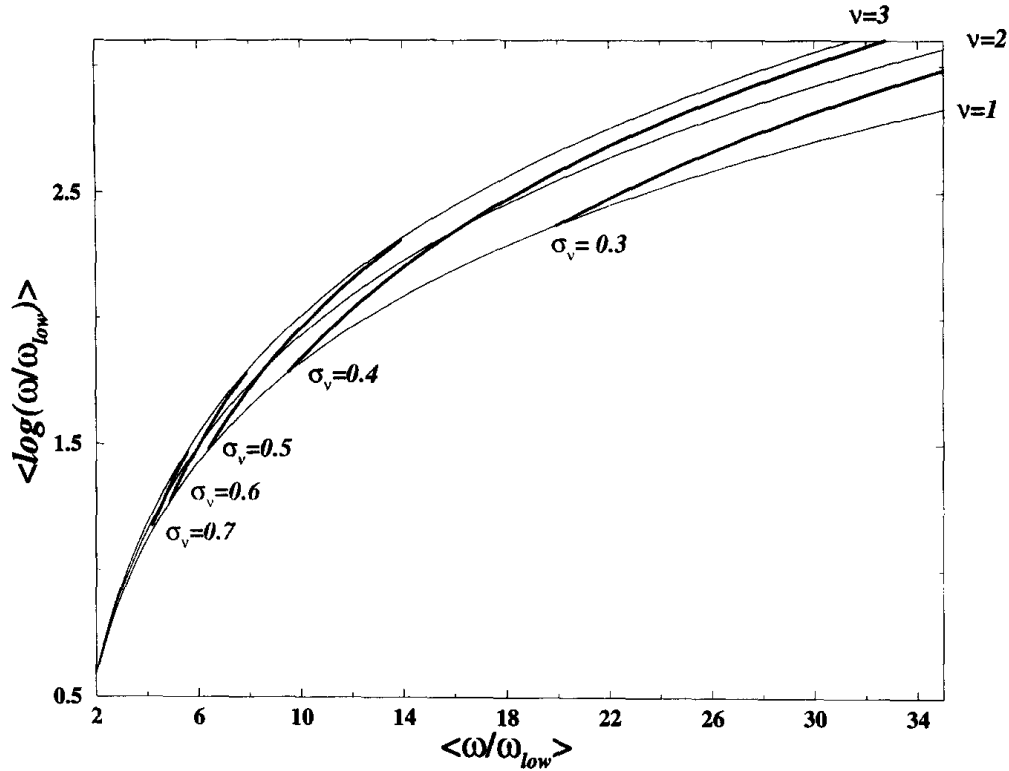


Fig. 2. Contour plot of the dispersion in the number of degrees of freedom  $\sigma_\nu$ , shown as a function of the average and average logarithm of  $\chi^2$  distributions.

$\sigma_\nu \approx 0.2$  when  $\theta/w_{low} = 100$ . As  $w_{low}$  decreases and tends to 0, the value of  $\sigma_\nu$  slowly converges to the asymptotic value of  $\sim 0.11$  given by Eq. (A.15).

Fig. 2 gives a contour plot of the dispersion in the number of degrees of freedom for samples of 100 transitions.  $\sigma_\nu$  is evaluated by applying a linear approximation of the estimators in  $\theta$  and  $\nu$ , leading to expression (A.7) of Appendix A. The tightness of the  $\nu$ -contours at the lower end of Fig. 1 shows up in Fig. 2 as a large dispersion in  $\nu$ . This behavior is illustrated directly by the  $\chi^2$  distributions themselves in Fig. 3. One sees how the number of degrees of freedom most clearly reveals itself for small transition strengths, while the tails towards stronger transitions strengths tend to look alike for different values of  $\nu$ . Thus, the determination of the number of degrees of freedom will be less certain if one misses the small transition strengths, as has been pointed out many years ago by groups working on neutron resonances [10].

Figs. 1 and 2 together provide, in principle, the tools for a straightforward analysis of an experimental set of transition strengths, using the maximum likelihood applied to  $\chi^2$  distributions. First, on the basis of a realistic estimate of the low-intensity cut-off, the weakest transitions must be rejected as too unreliable. Next, by means of Fig. 1, the average and average logarithm of the remaining  $n$  transitions determine the most likely average parameters  $\theta, \nu$  of the underlying distribution. Finally, the uncertainty of the evaluated number of degrees of freedom is determined by using Fig. 2, scaling the dispersion by the factor  $\sqrt{100/n}$ . Magnified areas of the figures are needed for a quantitative analysis with this procedure. A more serious problem is connected with the

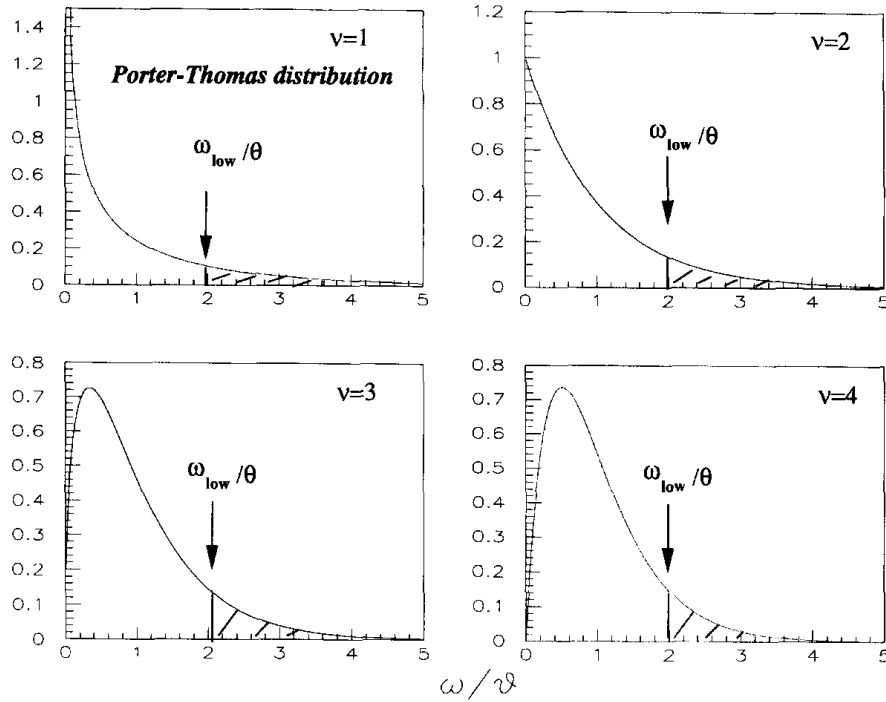


Fig. 3. Illustration of how a low intensity cut-off equal to twice the average of the underlying distribution,  $w_{\text{low}} = 2\theta$ , blocks off the characteristic deviations between the different  $\chi^2$  distributions found at low intensities.

fact that the maximum likelihood method does not impose enough restrictions on the distributions. It will also work for distributions which are not of  $\chi^2$ -type, as we shall shortly discuss, but a remedy can be devised.

#### 2.4. Connection to earlier applications

In Appendix B, we apply the present use of the estimators with Figs. 1 and 2 to a discussion of the earlier very comprehensive analysis of neutron resonance widths by Garrison and collaborators [10]. For the best quality data, the number of degrees of freedom always comes close to  $\nu = 1$ . However, we also show that due to the neglect of the covariance between the determination of  $\theta$  and  $\nu$ , Garrison in some cases underestimated the dispersion in the determined value of  $\nu$  by up to a factor of three.

#### 2.5. Confidence level of the parameter determination

In principle, the parameters  $\theta$  and  $\nu$  of the underlying distribution cannot be determined to a better accuracy than allowed by the dispersions of the estimators, displayed as the dispersion ellipses in Fig. 1. However, a given set of values for the estimators  $\langle w \rangle_{\text{exp.}}$  and  $\langle \log w \rangle_{\text{exp.}}$  may result from very different distributions, as illustrated by two examples in Fig. 4. Since these two estimators form a sufficient statistics, the likelihood  $L$  as a function of  $\theta, \nu$  will be identical for both. For the two sets of strengths of Fig. 4,

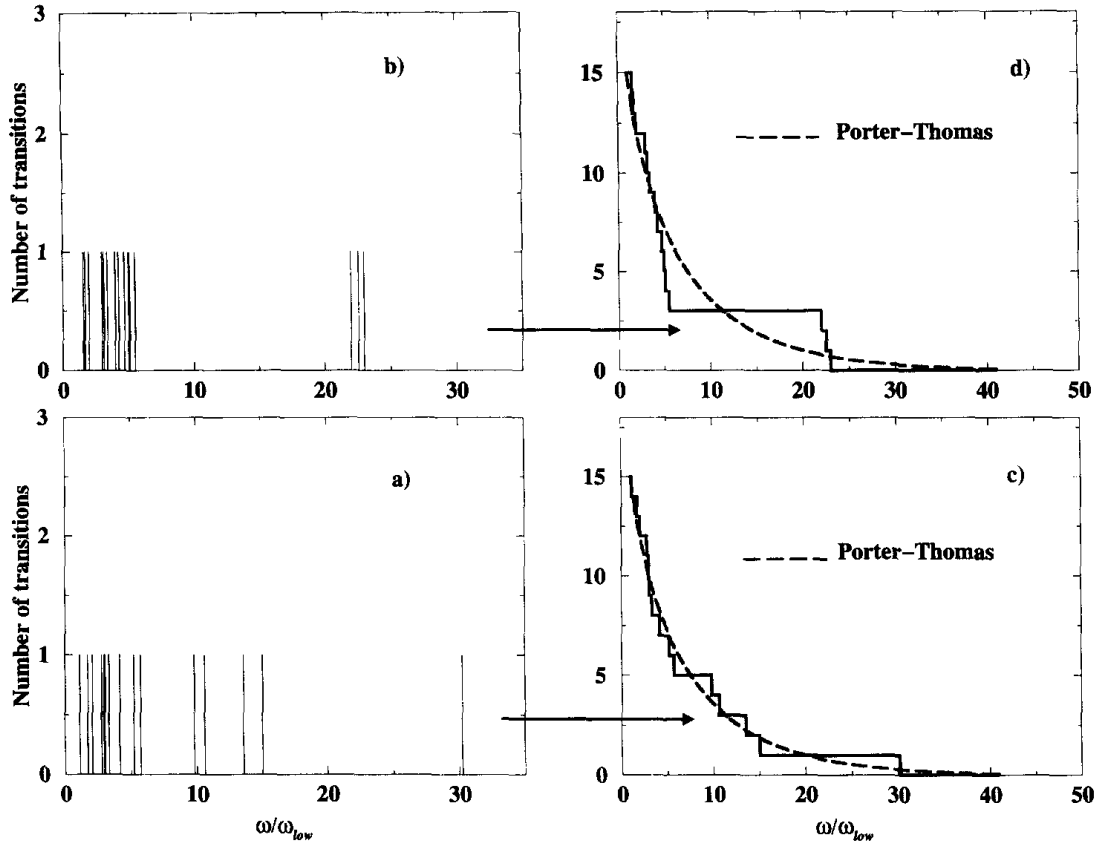


Fig. 4. (Left) Two different distributions of 15 strengths are shown, suitably binned. With the maximum likelihood method, both sets of strengths yield the same estimators and hence lead to identical values of  $\theta/\omega_{\text{low}} = 5$ , and to  $\nu = 1$ , which corresponds to a Porter–Thomas distribution. (Right) The corresponding cumulative strength distributions are shown, together with the ideal cumulative Porter–Thomas distribution.

the maximum likelihood method yields  $\nu = 1$ , which corresponds to a Porter–Thomas distribution.

However, only the lower plot (a), which is obtained by sampling 15 strengths from a Porter–Thomas distribution, looks like a Porter–Thomas distribution. The upper plot (b) is supposed to mimic a situation with some persistence of selection rules. Therefore, we need a method to test the quality of the statistical nature of the distributions. The proposed method compares the experimental cumulative distribution to that of the  $\chi^2$  distribution centered around the  $\theta, \nu$  values resulting from the maximum likelihood. The right-hand side of Fig. 4 shows the cumulative distributions, compared to the ideal cumulative Porter–Thomas distribution. One can readily see that the mean square deviation from the ideal Porter–Thomas will be much larger for the untypical distribution, panel (d), than for the simulated Porter–Thomas distribution, panel (c). To quantify this comparison, one needs to calculate the allowed range of mean square deviations on the basis of simulated distributions. Such distributions are characterized by the following properties: (i) they are generated by  $\chi^2$  distributions; (ii) their estimators  $\langle w \rangle$  and  $\langle \log w \rangle$  correspond to the most likely parameters  $\theta_0, \nu_0$ . However,  $\theta_0, \nu_0$  being the most likely parameters does not imply that the distribution has been generated with exactly these parameters. It may result from a range of parameters, as displayed by the dispersion ellipses. This is taken into account by generating each simulation in two

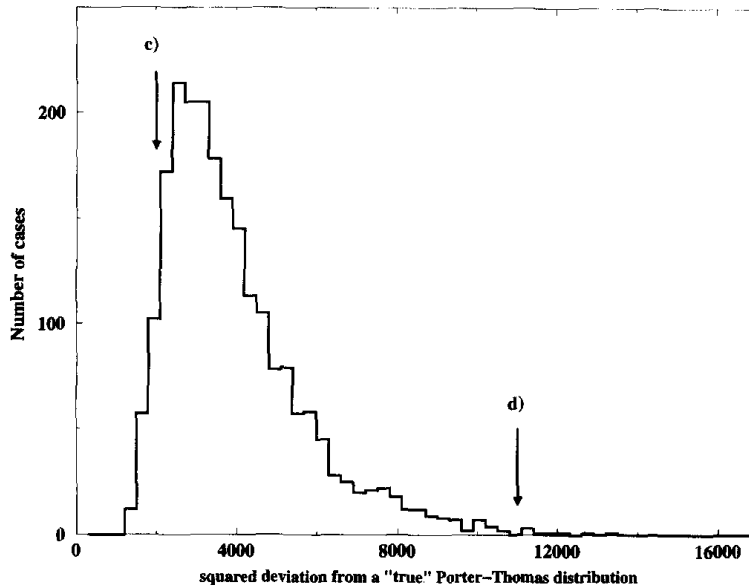


Fig. 5. Frequency plot of the square deviation from an cumulative Porter–Thomas distribution. It is obtained from 2190 sets of 15 strengths randomly sampled from a Porter–Thomas distribution, each set yielding the same estimators  $\langle w \rangle_{\text{acc.}}$  and  $\langle \log w \rangle_{\text{acc.}}$ . Arrows denote the square deviations for the two distributions displayed in Fig. 4.

steps. First, a simulation of  $n$  strengths is performed from the distribution with the most likely parameters,  $\theta_0, \nu_0$ . These strengths lead to new estimators which correspond to another set of values  $\theta, \nu$ . Secondly, from  $\theta, \nu$ , simulations are generated until by luck, one simulation leads to estimators close to the original estimators  $\theta_0$  and  $\nu_0$ . In actual calculations, simulations in one step just with the parameters  $\theta_0, \nu_0$  and still requiring the estimators to come close to the original ones, turn out to give almost identical results to the more elaborate procedure in two steps. This shows the power of the estimators for characterizing the truncated  $\chi^2$  distributions.

Fig. 5 displays the result of the simulated distribution of mean squares from the ideal cumulative distribution. The mean square deviation obtained in this way provides a confidence limit that a given distribution results from a random selection on the basis of a  $\chi^2$  distribution and not from some other very different distribution of strengths. With this procedure, Fig. 5 shows that the “odd” distribution (d) acquires a confidence level of less than 5%, which rejects it as a  $\chi^2$  distribution.

### 3. Experimental strengths of primary decay-out transitions

To increase the number of observed primary decay-out lines from the yrast SD states in  $^{194}\text{Hg}$ , two high-statistics data sets from the Gammasphere array [17] were combined. These represent  $5.2 \cdot 10^9$  events with four or more Germanium detectors firing. A spectrum was built by gating on at least two transitions of the yrast SD band and was background-subtracted using the method of Ref. [18]. The resulting spectrum is shown in Fig. 6 for the region of interest for the present analysis, i.e. above 2 MeV.

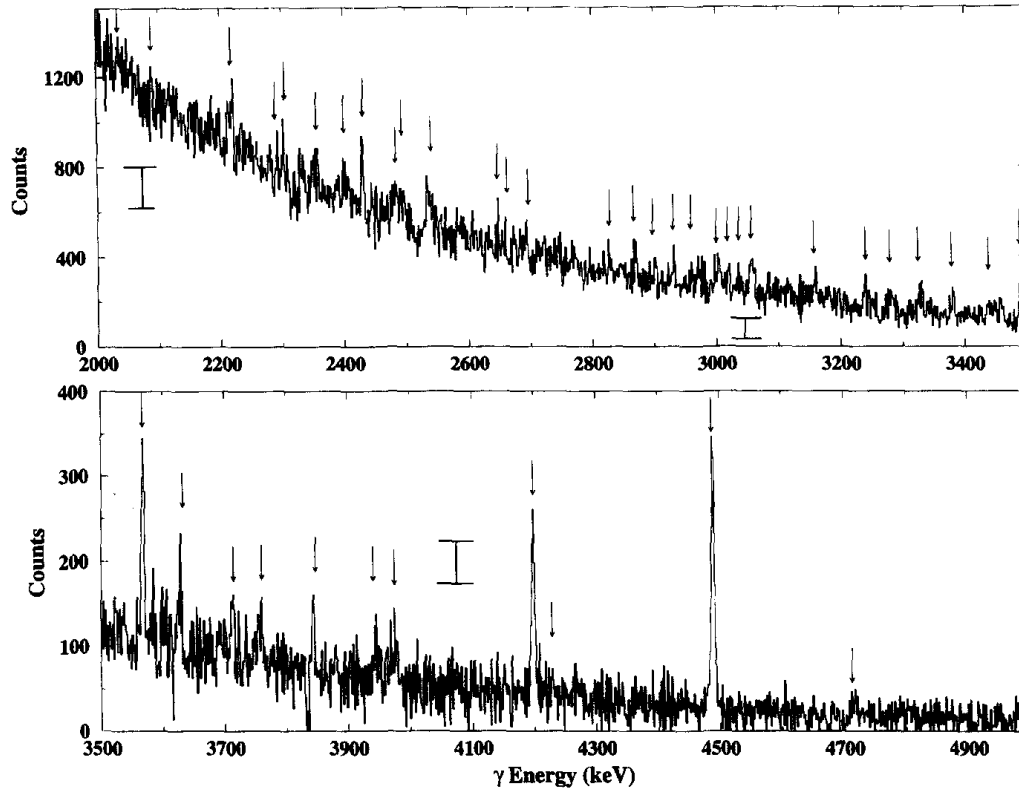


Fig. 6. High-energy part of the spectrum gated by combinations of 2 yrast SD transitions in  $^{194}\text{Hg}$ , produced in two Gammasphere experiments. The channel width is 1.3 keV. The arrows indicate the position of some candidates for primary lines above 2.0 MeV. Typical error bars for the measured primary  $\gamma$ -ray intensities are drawn in at 2 MeV ( $\pm 79$ ), 3 MeV ( $\pm 40$ ) and 4 MeV ( $\pm 20$ ).

### 3.1. Noise level and autocorrelation function

The spectrum of Fig. 6 clearly displays some strong peaks, most notably the transitions whose coincidence relationships have defined the decay scheme [2]. For the whole energy region, relatively strong, and also weaker transitions are visible. On top of this structure, pronounced fluctuations between neighboring channels can be seen. A peak must stand out from the noise of the spectrum to be identified. The noise between neighboring channels is related to the pure counting statistics of the original raw spectrum, and it can be measured by means of the autocorrelation function [19,20]

$$\psi(\Delta j) = \langle (M_j - \bar{M}_j)(M_{j+\Delta j} - \bar{M}_{j+\Delta j}) \rangle,$$

which is a function of the channel shift  $\Delta j$ .  $M_j$  denotes the number of counts of the spectrum in channel  $j$ , and  $\bar{M}_j$  is a smoothed number of counts. The autocorrelation function  $\psi(\Delta j)$  is computed by taking the average (denoted by  $\langle \dots \rangle$ ) over a number of channels corresponding to a typical energy interval. Fig. 7 shows the autocorrelation functions for 400 keV wide intervals. For a spectrum generated by cascades through discrete states, the autocorrelation function displays two characteristic features: (i) a Gaussian hill centered around  $\Delta j = 0$ , with a width in channels corresponding to a standard deviation  $\sqrt{2}\sigma_{\text{exp}}(j)$ , where  $\sigma_{\text{exp}}(j)$  characterises the detector resolution, (ii)



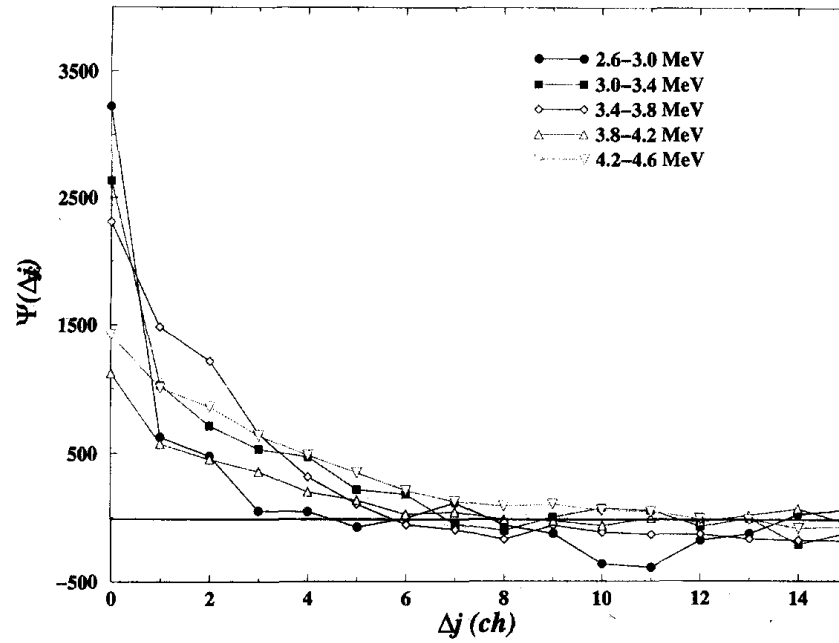


Fig. 7. Autocorrelation functions of four different 400 keV wide intervals of the spectrum shown in Fig. 6, shown as a function of the channel displacement  $\Delta j$ .

a spike confined to the single value  $\Delta j = 0$  superposed on the center of the hill. The height of the hill is related to the number of decay paths. The magnitude  $\mu_1$  of the spike is determined by the pure count fluctuations of the original raw spectrum before background subtraction. The fluctuating noise of the resulting spectrum due to counting statistics is then given by  $\sqrt{\mu_1}$ . Since a peak covers approximately  $4\sigma_{\text{exp}}$  channels, the corresponding uncertainty  $\sigma_{\text{peak}}$  in the determined strength of a peak in channel  $j$  due to count fluctuations will be given by  $\sigma_{\text{peak}}(j) = \sqrt{4\sigma_{\text{exp}}(j)}\sqrt{\mu_1}$ . To avoid spurious peaks, we require that the strength of the determined peaks are larger than  $3\sigma_{\text{peak}}(j) = 6\sqrt{\sigma_{\text{exp}}(j)} \times \sqrt{\mu_1}$ .

The fluctuations due to counting statistics include contributions from the spectra from the coincidence gates, as well as smaller contributions from the subtracted background spectra.

### 3.2. Extraction of strengths

Since the average excitation energy of the SD states in  $^{194}\text{Hg}$  at the point of decay is about 4.2 MeV [2], the most intense transitions with energy well above half this value, that is above 2.6 MeV, may be assumed to be the first step of the decay-out cascade. They have just one initial state and lead the nucleus down to a region of low level density. Secondary or tertiary transitions of such energy involve initial states from much higher level densities, yielding many possible transitions with weaker intensities, and hence, an underlying quasicontinuous spectrum. Some resolved lines above 2.6 MeV will be generated by a random pile-up of such lines (as described for simulated random spectra generated by the hypothetical Pandemonium nucleus [21]).

Table 1

Energies, integrated area of peak, and relative intensity of resolved lines, extracted from the spectrum of Fig. 6. The discrimination level  $3\sigma_{\text{peak}}$  (see text) is shown in the fourth column

$E_\gamma$ (keV)	area	intensity	$3 \times \sigma_{\text{peak}}$	$E_\gamma$ (keV)	area	intensity	$3 \times \sigma_{\text{peak}}$
2645.2	335±101	0.0018	0.00177	2681.0	230±100	0.0013	0.00175
2690.8	464±110	0.0025	0.00173	2719.1	270±99	0.0015	0.00172
2823.9	293±93	0.0017	0.00166	2866.5	404±96	0.0023	0.00161
2898.0	287±89	0.0017	0.00161	2928.6	379±91	0.0022	0.00160
2957.2	255±88	0.0015	0.00158	2967.2	370±91	0.0022	0.00158
2994.6	331±91	0.0020	0.00156	3000.7	510±99	0.0030	0.00156
3017.2	411±91	0.0025	0.00155	3031.9	245±83	0.0015	0.00155
3051.9	388±92	0.0023	0.00154	3055.9	412±93	0.0025	0.00154
3081.1	243±80	0.0015	0.00152	3156.6	457±82	0.0028	0.00147
3178.3	185±72	0.0011	0.00146	3194.0	192±72	0.0012	0.00145
3236.2	364±77	0.0023	0.00142	3241.9	158±71	0.0010	0.00142
3278.9	253±71	0.0016	0.00139	3323.3	335±77	0.0021	0.00136
3328.1	399±78	0.0028	0.00136	3378.3	480±83	0.0030	0.00133
3435.1	297±78	0.0019	0.00130	3445.4	311±76	0.0020	0.00130
3455.8	356±76	0.0023	0.00129	3489.2	1282±102	0.0084	0.00128
3565.0	987±89	0.0087	0.00124	3624.5	343±69	0.0023	0.00121
3710.2	332±67	0.0023	0.00116	3756.0	269±64	0.0019	0.00114
3840.8	341±64	0.0024	0.00109	3941.3	228±59	0.0017	0.00105
3973.4	275±58	0.0020	0.00104	4195.4	1009±72	0.0077	0.00093
4226.6	111±50	0.0008	0.00091	4485.7	1519±84	0.0121	0.00079
4714.1	66±25	0.0005	0.00069				

One can in principle check the primary character of the identified lines through their coincidence relationships. A primary transition stems either from the  $10^+$  or the  $12^+$  SD level. Thus, the intensity of the  $12^+-10^+$  SD line in coincidence with a primary decay-out line should be either 100% or 0% of the full intensity of the SD lines. It has been possible to confirm that the stronger transitions meet this criterion. Secondly, except for the highest transition energies, a primary transition should feed an excited low-lying ND state, from which transitions branch out to several states, without a strong bias towards specific resolved ND states further down in the cascade.

The peaks corresponding to the identified primary transitions are integrated carefully. Each area is compared to the area of the  $2^+-0^+$  transition in  $^{194}\text{Hg}$  (427 keV), which, once corrected for efficiency, internal conversion, possible presence of isomers and angular correlation effects, represents a multiplicity of 1 for the decay cascades. The energies and intensities of resolved lines obtained by this procedure are collected in Table 1. Some of the lines are marked by arrows in Fig. 6.

#### 4. Analysis of strengths

From the relative intensities  $I_{\gamma,i}$  of Table 1, one can obtain the relative reduced widths  $w_i$  by the following relation:

$$w_i = I_{\gamma,i} \times \left( \frac{E_0}{E_{\gamma,i}} \right)^{2\lambda+1},$$

where  $\lambda$  is the multipolarity of the transitions and  $E_0$  represents an average energy. This corresponds to removing the effects of phase space. In the case of E1 transitions, one may alternatively take a Lorentzian shape for the E1 strength function, in which case the average  $B(\text{E1})$ 's on the Lorentzian tail acquire an extra power of  $E_\gamma$ , to be corrected for by the expression

$$w_i = I_{\gamma,i} \times \left( \frac{E_0}{E_{\gamma,i}} \right)^4.$$

The result of the present analysis turns out to be rather insensitive to whether a power of 3 or 4 is used, and we have adopted the former value.

For  $^{194}\text{Hg}$ , we have two possible initial states,  $10^+$  and  $12^+$ , with about equal total decay-out intensity, and with very similar excitation energies above yrast. On this basis, the reduced strengths of the decay-out lines are viewed as being selected from one common distribution, which may be a Porter–Thomas distribution. Primary  $\gamma$ -rays following neutron capture have been shown [22–25] to have a ratio of E1/M1 strengths of 5–7. On this basis, we have assumed that all primary transitions in the decay-out from SD states in  $^{194}\text{Hg}$  have E1 character. Although it is possible that some of them may have M1 character, we have had to make this assumption since no data are available to distinguish the electric or magnetic character of the primary decay-out transitions in  $^{194}\text{Hg}$ .

#### 4.1. Analysis with a sharp cut-off

In Fig. 8 are plotted the intensities (top panel) and reduced strengths (bottom panel) of the identified primary lines as a function of their  $\gamma$ -ray energy. It is clear from this figure that the minimum strength that one can reliably observe decreases with increasing  $\gamma$ -ray energy. In order to use as many transitions as possible for the maximum likelihood analysis, we collect the primary lines in groups according to their transition energy and define different strength thresholds for each group. Of course, if the decay is truly statistical, the results should be fairly independent of the particular choice, and the values of  $\theta, \nu$  for different intervals should fall within the appropriate fluctuation ellipses. In other words, there should be no remaining energy dependence in the strengths after the renormalisation of the intensities, that is a total randomness of the matrix elements with respect to the nature of the final state. For the lines above 2.6 MeV, we form two groups: a first group ranging from 2.6 to 3.4 MeV and a second group ranging from 3.4 to 5 MeV.

The results of the maximum likelihood analysis applied with different values of the strength threshold  $w_{\text{low}}$  on the two different energy intervals, as well as on the whole interval, are given in Table 2. The large error bars on the number of degrees of freedom is due to the fact that the average strength  $\theta$  is of the same order or smaller than

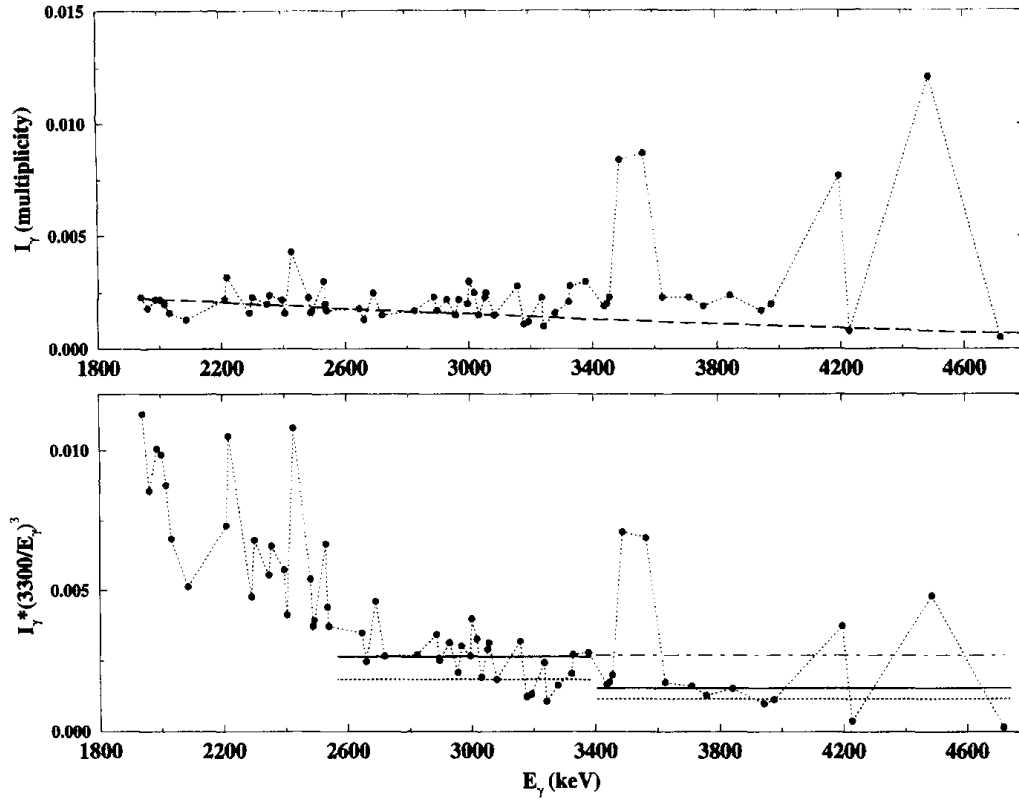


Fig. 8. Intensity in units of multiplicity of all the possible strong primary lines in  $^{194}\text{Hg}$  as a function of their transition energy for  $E_\gamma > 1.9$  MeV. The intensities are measured with respect to the intensity of the  $2^+ - 0^+$  transition at normal deformation which represents unit multiplicity. The dashed line represents the  $3\sigma_{\text{peak}}$  level. The bottom panel represents the same intensities renormalised by a unitless dipole phase-space factor, with the common energy chosen as  $E_0 = 3.3$  MeV, which is near the central energy of the range considered. These reduced intensities are collected into three groups, of which only the two above 2.6 MeV are discussed in the text. The horizontal lines display the different lower limits employed in the maximum likelihood analysis (the solid line represents the upper threshold, and the dotted line the lower one. When both intervals are combined for the analysis, the dot-dashed line shows which threshold is used).

Table 2

Number of observed lines above  $w_{\text{low}}$  for each energy interval and corresponding parameters of the  $\chi^2$  distribution which maximizes the likelihood function. The dispersions of the number of degrees of freedom  $\nu$  and of the average parameter  $\theta$  are obtained from the dispersion ellipses

Interval $w_{\text{low}}$	$n_{\text{trans}}$	$\nu$	$\sigma_\nu$	$\theta/w_{\text{low}}$	$\theta$	$\pm \sigma_\theta$	$\theta$	$\pm \sigma_\theta (\nu = 1)$
2.6–3.4 MeV								
0.0026	15	18	$^{+52}_{-18}$	0.9	0.0023	$^{+0.0008}_{-0.0023}$	0.00028	$^{+0.00010}_{-0.00015}$
0.0018	22	20	$^{+17}_{-9}$	1.5	0.0027	$^{+0.0002}_{-0.0004}$	0.00066	$^{+0.00014}_{-0.00021}$
3.4–5 MeV								
0.0016	9	0.4	$^{+15}_{-0.4}$	0.35	0.00056	$^{+0.002}_{-0.00056}$	0.0013	$^{+0.0005}_{-0.0005}$
0.0010	12	0.6	$^{+6}_{-0.6}$	0.9	0.0009	$^{+0.0015}_{-0.0009}$	0.0013	$^{+0.0004}_{-0.0004}$
2.6–5 MeV								
0.0026	19	1	$^{+20}_{-1}$	0.24	0.00062	$^{+0.002}_{-0.00062}$	0.00062	$^{+0.00021}_{-0.00044}$

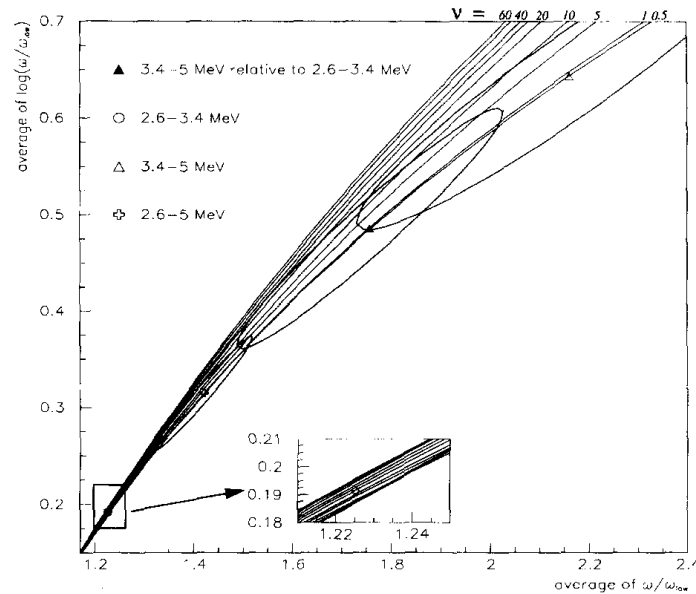


Fig. 9. Values of the estimators and dispersion ellipses obtained using the maximum likelihood method for the two groups of strengths above 2.6 MeV and the group which combines all the strengths above 2.6 MeV. For the 3.4–5 MeV group, the estimators and the dispersion ellipse have also been calculated with respect to the threshold of the 2.6–3.4 MeV and the combined group (filled symbol). In the magnified area the dispersion ellipse of the 2.6–3.4 MeV group of strengths is shown to illustrate how the ellipse extends over many different  $\nu$  lines ranging from  $\nu \approx 0.5$  to  $\nu \approx 60$ .

the low cut-off  $w_{\text{low}}$ . In Fig. 1, such a physical situation corresponds to the bottom left-hand corner of the  $\langle \log(w/w_{\text{low}}) \rangle$  versus  $\langle w/w_{\text{low}} \rangle$  grid, where the different  $\nu$  lines are very tight. Since the sample sizes are small, the corresponding ellipses spread over many different possible  $\nu$  values, as can be clearly seen in the magnified area of Fig. 9, in which the ellipses relevant for the two groups are displayed. To obtain a direct comparison between the two energy groups, Fig. 9 also shows the centroid (filled triangle) and ellipse for the 3.4–5 MeV interval, with a change of scale of the estimators, to conform with the common value  $w_{\text{low}} = 0.0026$ .

The results for the whole energy range are denoted by the cross. Scaling the  $1\sigma$  ellipse around the cross in accordance with the inverse square root of the different sample sizes, one finds that the filled triangle and the circle are respectively about  $2.2\sigma$  and  $1.9\sigma$  away from the cross, both of which are around the 5% confidence limit. Taken together, these values show that it appears rather unlikely that the 2.6–3.4 MeV and the 3.4–5 MeV strengths are selected from a common  $\chi^2$  distribution. This problem is connected to the very strong one-step transitions, which we shall discuss in more detail below.

In most cases, the average strength  $\theta$  of the primary transitions is below the low cut-off. Only the strongest primary transitions in the decay can be confidently identified, and the majority of the weaker primary transitions are obscured by the local fluctuations of the spectrum.

Ignoring the energy dependence of the noise level, as is done presently, implies that many identified transitions are not included in the final analysis for the whole interval 2.6–5 MeV. It is then desirable to apply a more flexible procedure. This may be done

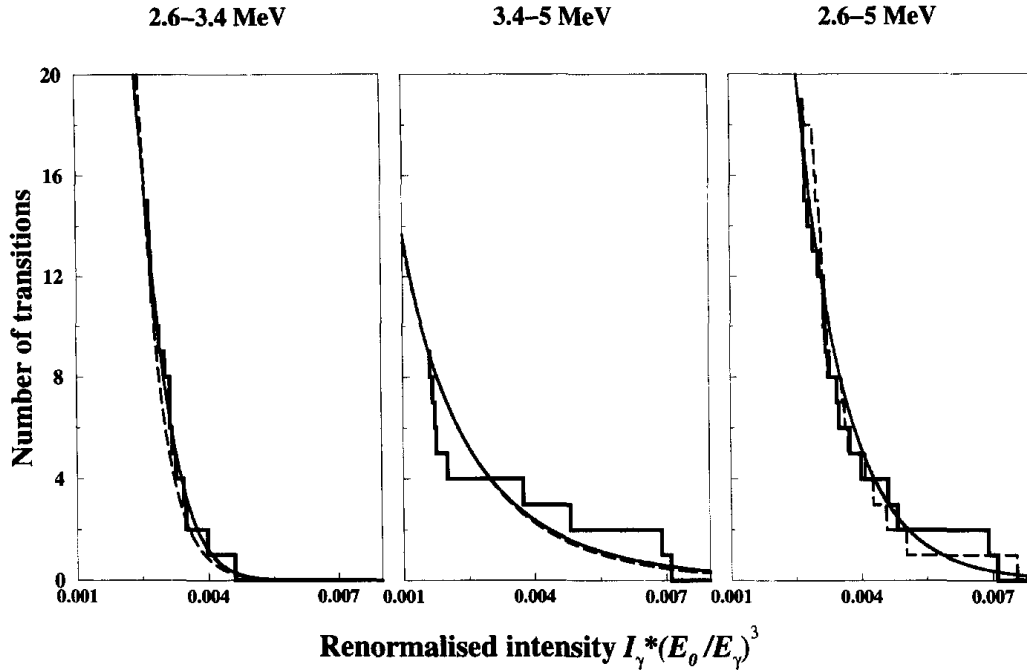


Fig. 10. Experimental cumulative strength distribution for the two groups of strengths above 2.6 MeV and the combined group of strengths. The solid line represents the most likely cumulative distribution, whereas the dashed line represents the Porter–Thomas cumulative distribution which best fits the experimental data. In the right panel, where the most likely distribution happens to be a Porter–Thomas distribution, the dashed histogram represents a cumulative distribution of simulated strengths which result from random sampling of a Porter–Thomas distribution.

by simulations of both the energies and strengths of the primary lines. By means of simulations, one can also address the question of overlapping transitions which give rise to “peaks”, i.e. the “Pandemonium” effect. Such investigations are under way [26].

The experimental cumulative strength distributions and the corresponding most likely theoretical distributions are shown in Fig. 10. In the same plots are also shown the cumulative strength distribution of a  $\chi^2$  distribution of 1 degree of freedom for which  $\theta$  has been determined using the maximum likelihood method with fixed  $\nu = 1$  (last column of Table 2). In the first and last case, the theoretical curve and the  $\nu = 1$  curve lie very close to (or correspond to) each other and describe the data relatively well. However, the distribution of strengths of the 3.4–5 MeV interval does not seem to behave like a  $\chi^2$  distribution. This can be seen directly in Fig. 11 in the plot of simulated square differences from the most likely distribution, as described in Section 2.5. In this way, Figs. 9–11 seem to indicate a correlation between strength and transition energy, which is in conflict with an overall assumption of a statistical decay. However, the combined strengths for the whole energy interval, 2.6–5 MeV, may well have been selected according to a common Porter–Thomas distribution. In the lower energy interval, the strengths appear too uniform in size, yielding a most likely number of degrees of freedom  $\nu = 18$ , but still not outside the range of a Porter–Thomas distribution. The strengths for the higher energy interval, 3.4–5 MeV, fall into two groups of either weak or very intense transitions. This yields such a large square difference that the confidence

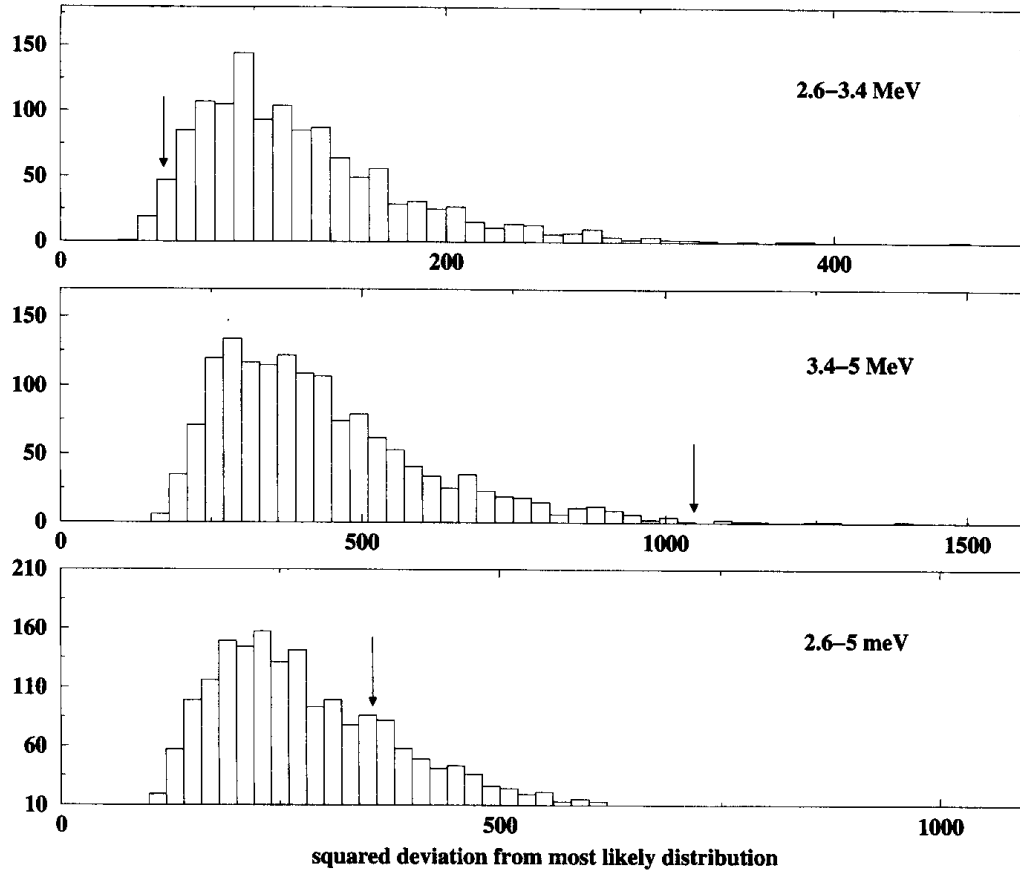


Fig. 11. Frequency plot of the square deviation from the cumulative distributions of strengths that are most likely to describe the data of the 3 groups of strengths discussed in the text. The arrows indicate the square deviation of the experimental cumulative strength distribution for each group.

limit is below 1%.

For most of the intervals, the limiting case  $\nu \rightarrow 0$  cannot be excluded. For truncated  $\chi^2$  distributions,  $\nu \rightarrow 0$  is accompanied by  $\theta \rightarrow 0$ , and this becomes the lower limit for  $\theta$  in these cases. To address the question whether the observed strengths are in accordance with a compound-nucleus behavior of the decay, the limits of  $\theta$  with restriction to  $\nu = 1$  are relevant. They are given in the last column of Table 2.

#### 4.2. Relation to fluctuation analysis results

From a quasicontinuum analysis of the decay spectrum (carried out in the way described in Ref. [1]), it is known that the integrated intensity in the 2.6 to 5 MeV region is about 0.25, relative to the full intensity of the SD lines. This number can be converted into a relative strength using the same procedure as for the observed primary line analysis. A fluctuation analysis (see the example of  $^{192}\text{Hg}$  in Ref. [9]) on the same part of the spectrum reveals the presence of about  $N_{FAM} = 600 \pm 200$  primary transitions. Knowing the total strength from a quasicontinuum analysis and the average strength from the determination of the underlying  $\chi^2$  distribution ( $\theta_{\nu_{\max}}$  when  $\nu$  is a free parameter or  $\theta_{\nu=1}$ , when  $\nu$  is fixed to 1), one can obtain an alternative estimate,  $N_{ML}$  of

Table 3

Estimates of the number of primary decay-out transitions, obtained by combining three different experimental analysis techniques: (a): Quasicontinuum analysis, (b): Fluctuation analysis method, (c): Present maximum likelihood method. See the text for details

Interval (MeV)	Total strength $W$	$N_{FAM}$	$N_{ML}(\nu = 1)$ $= W/\theta_{\nu=1}$	$N_0(\nu = 1)$	$N_{ML}(\nu_{\max})$ $= W/\theta_{\nu_{\max}}$	$N_0(\nu_{\max})$
	(a)	(b)	(a,c)	(c)	(a,c)	(c)
2.6–3.4	0.3	600	1070	6000	130	60
3.4–5	0.04	30	30	30	70	50
2.6–5	0.34	600	550	400	550	400

the average number of transitions sampled by the nucleus in the first step of the decay in each energy interval. Finally, the value of the theoretical cumulative strength distribution at the origin,  $N_0$ , gives yet another measure of the number of primary transitions, which in this way is solely determined by the tail of the distribution of strengths. The different results for the number of primary  $\gamma$  rays in the decay out are summarized in Table 3. A general consistency of the different combinations of experimental information occurs when  $N_{FAM}$ ,  $N_{ML}(\nu = 1)$  and  $N_0(\nu = 1)$  are equal for each row of the table, within the uncertainty of typically a factor of two. This good (fortuitous?) agreement between all the data is obtained for the 3.4–5 MeV and the 2.6–5 MeV intervals. For the 2.6–3.4 MeV interval, the number of transitions  $N_0(\nu = 1) = 6000$  estimated from the cumulative distribution is too large. This is probably due to the large uncertainty associated with this quantity: varying  $\theta$  within the dispersion for fixed  $\nu = 1$ , this number varies between 1500 and  $10^6$ . It is also interesting to note that the maximum likelihood results with  $\nu = 18$  for the 2.6–3.4 MeV interval (last two columns in Table 3) does not agree with the other information.

## 5. Statistical significance of the strong one-step transitions

In Fig. 10, the identified one-step transitions [2] distinguish themselves by their strong intensities. It appears unlikely that such very large strengths should have been selected for this type of transitions. To be cautious, one should recognize that transitions from one state down to members of the same rotational band may be correlated in strength, but the stochastic picture implies that all strengths out of the  $12^+$  SD band state be uncorrelated to those out of the  $10^+$  state. For a  $\chi^2$  distribution with  $\nu = 1$  and  $\theta = 0.00062$  obtained from the maximum likelihood analysis (cf. Table 2, last row), the probability to have a line of strength larger than 0.005 ( $\sim 8 \times \theta$ ) is one out of 330. The strongest one-step transitions out of the  $10^+$  (4487 keV) and the  $12^+$  (3490 keV) are of that order. The probability for the combined selection from the Porter–Thomas distribution of two such very strong strengths for the one-step links is about  $1/330 \times 1/330 \approx 10^{-5}$ , which is indeed very unlikely. A more cautious estimate of  $10^{-4}$  is obtained by relating to



$\theta = 0.00083$ , which is at the  $1\sigma$  limit for the uncertainty in  $\theta$ . The third very strong line at 3566 keV is not a one-step transition.

Since one-step transitions have been observed in only few cases, we know experimentally that they are indeed unlikely. Assuming that one-step transitions from about 20 SD bands in the mass 190 region have been searched for with sufficient statistics, and found in only two cases, one should expect the probability for strong one-step transitions to be of the order of  $10^{-1}$ . However, the different nuclei cannot be compared so directly. One expects a strong influence of the excitation energy of the SD states when they decay out.

The  $^{192}\text{Hg}$  nucleus is very similar to  $^{194}\text{Hg}$  in many respects: similar excitation energy of the SD states at the point of decay, similar low-lying ND level scheme, similar energy and intensity of the yrast SD transitions. However, for this case, the strongest lines are not one-step transitions and lie in the 2.7 to 3.2 MeV range. In fact, the high energy part of the spectrum ( $E_\gamma > 3.5$  MeV) is quite bare of resolvable lines, in strong contrast with the  $^{194}\text{Hg}$  case.

For the  $^{194}\text{Pb}$  case, we expect to observe stronger primary transitions on average. This is due to the predicted scaling of the average partial E1 width to the yrast states as  $U^{3/2}/\rho(U)$ . Here  $U$  is the excitation energy above yrast of the SD states at the point of decay-out, and  $\rho$  the level density of ND states at  $U$ . This result comes from the fact that the specific E1 width to decay down to the yrast states goes as  $U^4/\rho(U)$  whereas the total E1 width goes as  $U^{5/2}$  [27,28]. In  $^{194}\text{Hg}$ ,  $U$  is 4.2 MeV and in  $^{194}\text{Pb}$ ,  $U = 2.7$  MeV. Estimating the ratio between level densities by means of a temperature of 400 keV, the scaling predicts a factor 35 increase in the average partial radiation width in  $^{194}\text{Pb}$  relative to  $^{194}\text{Hg}$ . This means that the average strength of the primary lines should be around 0.02, which is actually the typical strength of the observed one-step transitions in this nucleus, so one has the hope of having an experimental truncated distribution of widths with the lower cut-off being of the order of or smaller than the average of the whole distribution. This will imply considerably smaller error bars on the estimated number of degrees of freedom. However, in the  $^{194}\text{Pb}$  nucleus, one has another kind of problem, namely that the lines do not all have similar electromagnetic character. There are most probably mixed M1/E2 as well as pure E1 transitions which must be separated into two groups according to their different nature.

## 6. Discussion and summary

The way in which SD states decay depends on the properties of the states at normal deformation to which they couple. This offers a unique opportunity to investigate the character of such states in regions of excitation energy and angular momentum which are otherwise inaccessible by present experimental techniques. The regions in question ( $U \sim 4$  MeV) lie between the yrast ( $U \sim 0$ ) and the neutron-separation ( $U \sim 8$  MeV) regions. It is interesting to ascertain how complex or chaotic the states are in this intermediate region.

In the present paper we have established the methods for analysing the distribution of transition strengths, which becomes a Porter–Thomas distribution in the limit of chaotic decay. The strengths of the primary transitions from the SD band exhibit pronounced fluctuations. Thus, the admixture of excited ND states into the SD band at decay-out is quite complex.

The analysis method is adopted from the original applications of the maximum likelihood method for  $\chi^2$  distributions applied to neutron resonance widths. Special care has been taken to be able to deal with a situation where only the most intense transitions can be observed. The two parameters of the  $\chi^2$  distribution, the average and the number of degrees of freedom, must be treated on equal footing. This has led to a clear graphical solution on a map with the two estimators as coordinate axes. The estimators are (i) the observed average strength and (ii) the observed average of the logarithm of strengths. The uncertainty in the determination of the parameters can also be clearly illustrated on this map as dispersion ellipses centered around the most likely values. However, the maximum likelihood method is not specific enough for our question. One must invoke an additional statistical check of the result. In the present paper we propose a direct square difference check on the cumulative distribution function.

The method is applied to a high-statistics data-set for the  $^{194}\text{Hg}$  nucleus. Even for such a good data set, only the most intense primary decay-out transitions can be identified, while the bulk of them remain obscured by the statistical fluctuations of the spectrum. This imposes a large uncertainty on the determination of the parameters of the most likely  $\chi^2$  distribution.

To acquire a consistent picture on the nature of the strength distribution of primary decay-out transitions, the maximum likelihood results are combined with those derived by applying other techniques: (i) the determination of the intensity of the decay-out spectrum from a quasi-continuum analysis, (ii) the determination of the number of transitions from the fluctuation analysis method. Taken together, all the data are consistent with  $600 \pm 200$  primary decay-out transitions with strengths selected from a Porter–Thomas distribution. Of these, only 41 are strong enough to stand out as individual peaks in the measured spectrum.

The very intense one-step transitions observed in  $^{194}\text{Hg}$  are found to be about ten times stronger than the average strength suggested by the most likely Porter–Thomas distribution. Such a lucky situation for the one-step transitions should only occur in one out of  $10^{-4}$  to  $10^{-5}$  cases. This significant deviation from the predictions of the Porter–Thomas distribution may point towards the persistence of some selection rule, which governs the decay, implying that the decay in  $^{194}\text{Hg}$  has not yet reached the chaotic limit. Faced with the question of what feature distinguishes the SD states in  $^{194}\text{Hg}$  from those in other bands in the mass  $A \sim 190$  region, we do not have an answer. On this basis, we are inclined to conclude that the strong one-step transitions in  $^{194}\text{Hg}$  represent indeed a lucky case. One-step decays to many ND yrast levels have been detected from two levels of the yrast SD band, as well as from states of an excited SD band [5].

In contrast to the  $^{194}\text{Hg}$  case discussed above, the maximum likelihood method applied to the primary decay-out transitions from SD states in  $^{194}\text{Pb}$  will not lead to such large

error bars for the determined parameters  $\theta$  and  $\nu$ . Actually, based on straightforward scaling laws according to the excitation energy, the observed one-step decay-out transitions in  $^{194}\text{Pb}$  should be of about the same strength as the average. In this perspective,  $^{194}\text{Pb}$  may present a better case for which one will be able to identify a much larger fraction of the strengths.

With some optimism, one can imagine a systematic search for primary decay-out transition strengths in the mass  $A \sim 190$  region. Comparing different nuclei with different decay-out energies, one may attempt to locate the energy region for the onset of chaos in terms of strength distributions. This would probably require further improvement in  $\gamma$ -detection techniques. It is clear that the present analysis of the decay out from SD bands represents a first tentative step in such a program, compared to studies of neutron resonances, which have established evidence of chaos.

## Appendix A

Writing the likelihood function (Eqs. (3)–(5)) in the form

$$L(\theta, \nu) = \exp \left[ \left( \frac{\nu}{2} - 1 \right) \sum \log w_i - \frac{\nu}{2\theta} \sum_i w_i - n \log a(\theta, \nu, w_{\text{low}}) \right] \quad (\text{A.1})$$

one recognizes that the only information about the whole distribution of transition strengths  $w_i$ , which matters for the likelihood are the values of the two estimators

$$t_1 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n w_i, \quad t_2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \log w_i. \quad (\text{A.2})$$

This readily shows that these two estimators, the average and the average logarithm, form a *sufficient statistics* for the  $\chi^2$  distributions [16].

The exponential form (A.1) also implies that  $t_1$  and  $t_2$  are *minimum variance bound estimators*. To see this, we follow the notation of Ref. [16], denoting the averages of the estimators over the accessible distribution by  $\tau_1$  and  $\tau_2$ ,

$$\langle w \rangle_{\text{acc.}} = \langle t_1 \rangle \equiv \tau_1 = \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} \dots \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} t_1 L dw_1 dw_2 \dots dw_n$$

From the overall normalization of the likelihood function,

$$1 = \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} \dots \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} L dw_1 dw_2 \dots dw_n$$

it follows that

$$0 = \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} \dots \int_{w_{\text{low}}}^{\infty} \frac{\partial L}{\partial \theta} dw_1 dw_2 \dots dw_n$$

$$= \int_{w_{low}}^{\infty} \int_{w_{low}}^{\infty} \dots \int_{w_{low}}^{\infty} \frac{\partial \log L}{\partial \theta} L dw_1 dw_2 \dots dw_n = \left\langle \frac{\partial \log L}{\partial \theta} \right\rangle.$$

Inserting explicitly the likelihood function (A.1), one obtains

$$0 = \int_{w_{low}}^{\infty} \int_{w_{low}}^{\infty} \dots \int_{w_{low}}^{\infty} \left( \frac{n\nu}{2\theta^2} t_1 - n \frac{\partial \log a}{\partial \theta} \right) L dw_1 dw_2 \dots dw_n = \left\langle \frac{\partial \log L}{\partial \theta} \right\rangle,$$

from which it follows that

$$\frac{\partial \log a}{\partial \theta} = \frac{\nu}{2\theta^2} \tau_1, \quad \frac{\partial \log L}{\partial \theta} = \frac{n\nu}{2\theta^2} (t_1 - \tau_1).$$

Carrying out the same differentiations for  $\nu$ , one obtains

$$\frac{\partial \log L}{\partial \nu} = -\frac{n\nu}{2\theta} (t_1 - \tau_1) + \frac{n}{2} (t_2 - \tau_2).$$

This linear dependence of the derivatives with respect to  $t_1$  and  $t_2$  has two consequences. First, it proves that the condition of maximum likelihood implies the conditions (6) of correspondence between experimental and accessible averages for both estimators. Next, it is the condition for minimum variance bound estimators [16].

Differentiating the average with respect to the parameters, one obtains

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau_1}{\partial \theta} &= \int_{w_{low}}^{\infty} \int_{w_{low}}^{\infty} \dots \int_{w_{low}}^{\infty} t_1 \frac{\partial \log L}{\partial \theta} L dw_1 dw_2 \dots dw_n \\ &= \int_{w_{low}}^{\infty} \int_{w_{low}}^{\infty} \dots \int_{w_{low}}^{\infty} (t_1 - \tau_1) \frac{\partial \log L}{\partial \theta} L dw_1 dw_2 \dots dw_n \\ &= \frac{n\nu}{2\theta^2} \int_{w_{low}}^{\infty} \int_{w_{low}}^{\infty} \dots \int_{w_{low}}^{\infty} (t_1 - \tau_1)^2 L dw_1 dw_2 \dots dw_n = \frac{n\nu}{2\theta^2} \text{var } t_1, \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

where  $\text{var } t_1$  is the variance of  $t_1$ , or in other words, the measure of the scatter of  $t_1$  about  $\tau_1$ . In a similar way, one can derive the following relationships:

$$\frac{\partial \tau_1}{\partial \nu} = -\frac{n}{2\theta} \text{var } t_1 + \frac{n}{2} \text{cov}(t_1, t_2), \quad (\text{A.4})$$

$$\frac{\partial \tau_2}{\partial \theta} = \frac{n\nu}{2\theta^2} \text{cov}(t_1, t_2), \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{\partial \tau_2}{\partial \nu} = -\frac{n}{2\theta} \text{cov}(t_1, t_2) + \frac{n}{2} \text{var } t_2. \quad (\text{A.6})$$

One could, in principle, carry out these derivatives, to obtain

$$\text{var } t_1 = \frac{2\theta^2}{n\nu} \frac{\partial \tau_1}{\partial \theta} = \frac{1}{n} [\langle w^2 \rangle_{\text{acc.}} - \langle w \rangle_{\text{acc.}}^2],$$

$$\text{var } t_2 = \frac{2}{n} \left( \frac{\partial \tau_2}{\partial \nu} + \frac{\theta}{\nu} \frac{\partial \tau_2}{\partial \theta} \right) = \frac{1}{n} [ \langle \log^2 w \rangle_{\text{acc.}} - \langle \log w \rangle_{\text{acc.}}^2 ],$$

$$\text{cov}(t_1, t_2) = \frac{2\theta^2}{n\nu} \frac{\partial \tau_2}{\partial \theta} = \frac{1}{n} [ \langle w \log w \rangle_{\text{acc.}} - \langle w \rangle_{\text{acc.}} \langle \log w \rangle_{\text{acc.}} ].$$

However, the results on the right-hand sides, which must be evaluated by numerical integration, follow much more directly from the factorization of the likelihood function  $L = f(w_1) f(w_2) \dots f(w_n)$ .

The variances and covariances can be collected in a variance matrix

$$V = \begin{pmatrix} \text{var } t_1 & \text{cov}(t_1, t_2) \\ \text{cov}(t_1, t_2) & \text{var } t_2 \end{pmatrix}$$

and the dispersions of the estimators around the average values can be illustrated by displaying a *dispersion ellipse* with the equation

$$\begin{pmatrix} t_1 - \tau_1 & t_2 - \tau_2 \end{pmatrix} V^{-1} \begin{pmatrix} t_1 - \tau_1 \\ t_2 - \tau_2 \end{pmatrix} = 1.$$

For large samples, the distribution in the estimators becomes Gaussian, in which case all equiprobability contours of this distribution can be obtained by scaling the dispersion ellipse.

For the case of one large random sample, the deviation between the values of the parameters  $\theta, \nu$  determined from the maximum likelihood and those of the underlying distribution  $\theta_0, \nu_0$  will be linearly related to the equivalent deviation of the minimum variance estimators:

$$\begin{pmatrix} t_1 - \tau_1 \\ t_2 - \tau_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial \tau_1 / \partial \theta & \partial \tau_1 / \partial \nu \\ \partial \tau_2 / \partial \theta & \partial \tau_2 / \partial \nu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \theta - \theta_0 \\ \nu - \nu_0 \end{pmatrix}.$$

By averaging over samples, the variance matrix related to the uncertainties of  $\theta, \nu$  is now obtained from that of the estimators by means of the same linear relation

$$V_{\theta, \nu} = (A' V^{-1} A)^{-1},$$

where the matrix of derivatives above is named  $A$ . Inserting the elements of  $A$  from Eqs. (A.3)–(A.6), one can evaluate the second-row-second-column element of  $V_{\theta, \nu}$ , which is the variance in  $\nu$ :

$$\text{var } \nu \simeq V_{\theta, \nu}|_{22} = \frac{4}{n^2} \text{var } t_1 [\text{var } t_1 \text{var } t_2 - \text{cov}(t_1, t_2)^2]^{-1}. \quad (\text{A.7})$$

Here, the  $\simeq$ -sign reminds us that this expression is only approximate, being strictly valid only in the large sample limit. For our discussion of earlier evaluations, it is relevant to investigate the result one obtains when neglecting the correlation between  $\nu$  and  $\theta$ , that is evaluating the variance of  $\nu$ , under the condition of a fixed value of  $\theta$ :

$$\begin{aligned} \text{var } \nu|_{\theta \text{ fixed}} &\simeq A' V^{-1} A|_{22} = (V_{\theta, \nu}^{-1}|_{22})^{-1}, \\ \text{var } \nu|_{\theta \text{ fixed}} &\simeq \frac{4}{n^2} \left[ \frac{1}{\theta^2} \text{var } t_1 - \frac{2}{\theta} \text{cov}(t_1, t_2)^2 + \text{var } t_2 \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

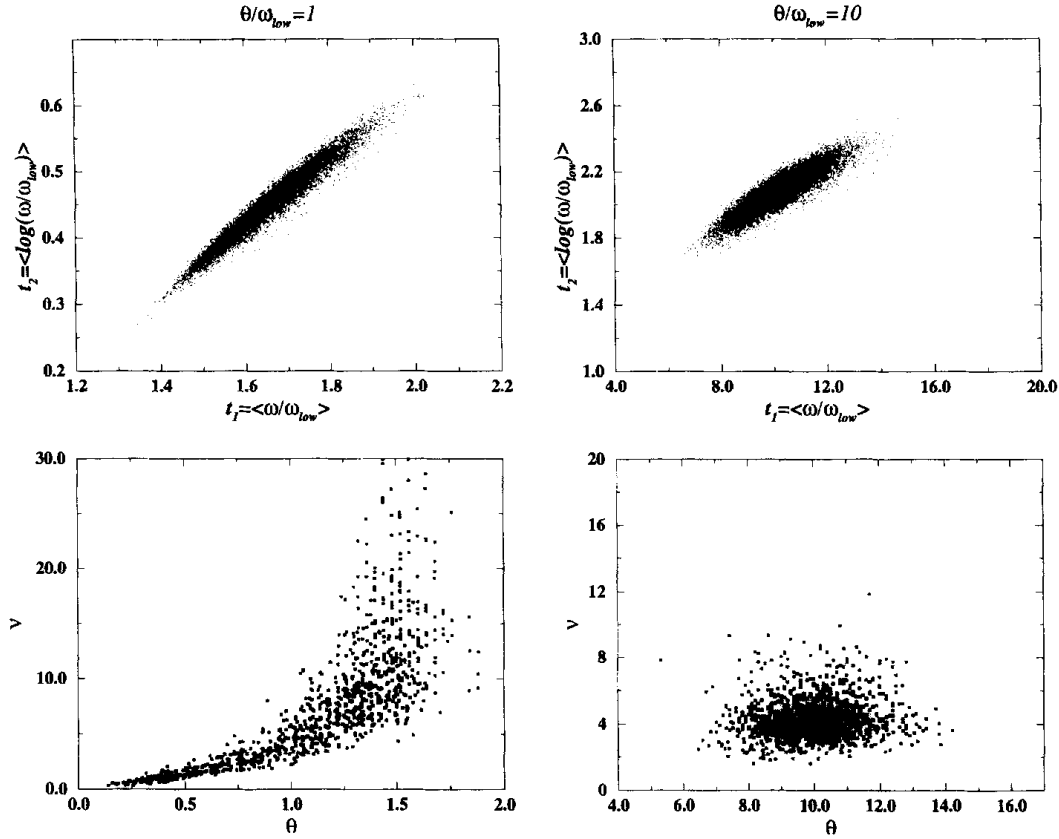


Fig. A.1. Scatter plots of the determined parameters (lower panels) and estimators (upper panels) obtained from 10000 simulations of a sample of 30 transition strengths selected from a  $\chi^2$  distribution with  $\nu = 4$  degrees of freedom. On the left, the lower strength threshold  $w_{\text{low}}$  is equal to the average strength  $\theta$  and on the right, it is ten times smaller.

It can be proven generally [16] that this will always lead to an *underestimation* of the dispersion in  $\nu$ :

$$\text{var } \nu \geq \frac{1}{\left\langle \left( \partial \log L / \partial \nu \right)^2 \right\rangle} \simeq (V_{\theta, \nu}^{-1} |_{22})^{-1}. \quad (\text{A.9})$$

As displayed in Fig. 1 and Fig. B.1, the values of  $\theta$  and  $\nu$  are correlated within the dispersion ellipses, so the neglect of the correlation in the variations in  $\theta$  and  $\nu$  may be quite severe. However, these figures also show that the dispersion ellipses tend to align with the grid in  $\theta, \nu$  when the average  $\theta$  is large relative to the low cut-off  $w_{\text{low}}$ .

The dispersion in the estimators and determined values of the parameters are illustrated in Figs. A.1 and A.2. Fig. A.1 illustrates that the dispersion ellipses give a fair representation of the distribution of the estimators, even with a severe truncation and a small sample size. The fairly indirect and non-linear relation between estimators ( $t_1, t_2$ ) and parameters ( $\theta, \nu$ ) implies an irregular scatter of the determined parameters. Increasing the sensitivity by a factor 10 leads to a dramatic improvement in the scatter of the values of the determined parameters, both with respect to the width of the interval over which the values scatter and also with respect to the shape of the distribution, which

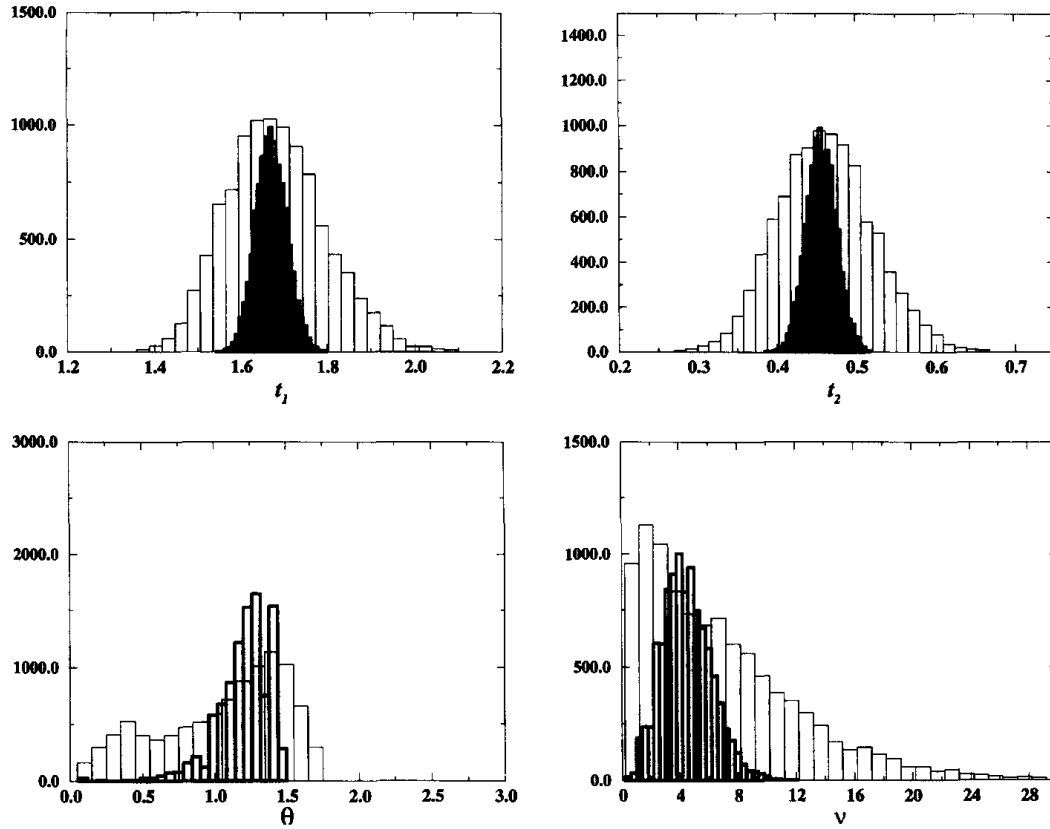


Fig. A.2.  $x$  and  $y$  projection of the scatter plots of the left of Fig. A.1 ( $w_{\text{low}} = \theta$ ). In bold are shown similar projections of the scatter plots of the determined parameters and estimators obtained from 10000 simulations of a larger sample of 300 transition strengths randomly chosen from a  $\chi^2$  distribution with four degrees of freedom and  $w_{\text{low}} = \theta$ .

takes on a more Gaussian-like appearance. Fig. A.2 shows the projected distributions and illustrates the effect of an enlarged sample size.

When  $w_{\text{low}} = 0$ , the normalisation integral  $a$  takes on a simple form:

$$a = \int_0^{\infty} w^{\frac{\nu}{2}-1} \exp\left(-\frac{\nu w}{2\theta}\right) dw = \frac{\Gamma(\nu/2)}{(\nu/2\theta)^{\nu/2}},$$

where  $\Gamma$  is the gamma function. In this limit, the expressions for  $\tau_1$  and  $\tau_2$  become analytical:

$$\tau_1 = \theta, \tag{A.10}$$

$$\tau_2 = \Psi\left(\frac{\nu}{2}\right) - \log\left(\frac{\nu}{2}\right) + \log\theta, \tag{A.11}$$

where  $\Psi$  is the di-gamma function,

$$\Psi(\rho) = \frac{\partial \log \Gamma(\rho)}{\partial \rho}.$$

The variances of  $t_1$  and  $t_2$  also take on a simple form:

$$\text{var } t_1 = \frac{2\theta^2}{n\nu}, \quad (\text{A.12})$$

$$\text{cov}(t_1, t_2) = \frac{2\theta}{n\nu}, \quad (\text{A.13})$$

$$\text{var } t_2 = \frac{\Psi'(\frac{\nu}{2})}{n}, \quad (\text{A.14})$$

where  $\Psi'$  is the tri-gamma function:

$$\Psi'(\rho) = \frac{\partial^2 \log \Gamma(\rho)}{\partial^2 \rho}.$$

Inserting these expressions one finds that the covariance between  $\nu$  and  $\theta$  vanishes in this limit,

$$\text{cov}(\nu, \theta) \simeq V_{\theta, \nu}|_{21} = 0 \quad (\text{for } w_{\text{low}} = 0)$$

and that the variance in  $\nu$  tends to

$$\text{var } \nu \simeq \text{var } \nu|_{\theta \text{ fixed}} \simeq \frac{4}{n} \left[ \Psi'(\frac{\nu}{2}) - \frac{2}{\nu} \right]^{-1} \quad (\text{for } w_{\text{low}} = 0). \quad (\text{A.15})$$

## Appendix B

Eq. (A.15) was derived by Garrison et al [10]. In the same derivation, the authors also introduce corrections for a finite cut-off, but still using the expression (A.9) in terms of the derivative with respect to  $\nu$ , neglecting the important correlations between  $\theta$  and  $\nu$ . Fig. B.1 shows experimental results concerning the distribution of neutron widths for different data samples, which were classified according to their size and neutron-width cut-off. One can directly infer the error introduced by the neglect of the correlation between  $\theta$  and  $\nu$ , since one can read off (i) the absolute dispersion in  $\nu$ , obtained from the extremal points of  $\nu$  on the ellipse, indicated by black dots, (ii) the dispersion in  $\nu$  with neglect of the correlation, obtained from the points of intersection of the ellipse with that contour of constant  $\theta$  which goes through the midpoint of the ellipse, indicated by the black squares.

One sees that the error in the determination of the dispersion of  $\nu$  decreases with the neutron-width cut-off (the dots get closer to the squares). Thus, for the very complete data sets, where the low cut-off is down to one per cent of the average strength, there are no problems with the dispersion in  $\nu$ , which is of the order of 0.1. For the less precise determinations, the values of  $\nu$  given by Garrison and the different values of the dispersion in  $\nu$  are summarised in Table B.1.



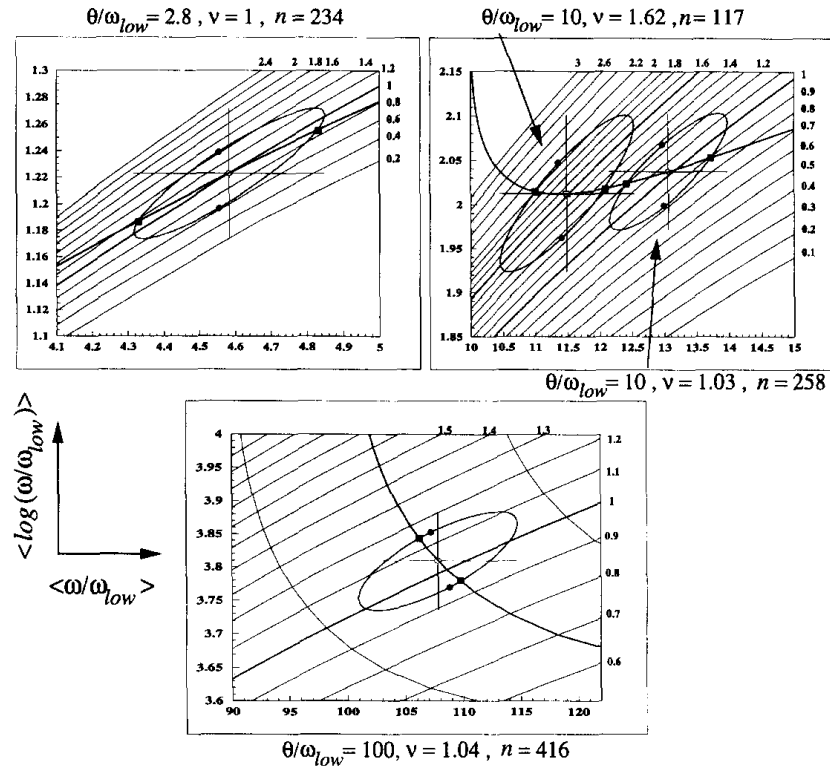


Fig. B.1. Dispersion ellipses are shown, together with the extreme values of  $\nu$  on their perimeter (dots), and the intersection with contours of constant  $\theta$  (squares), thereby illustrating the different values of the dispersion in  $\nu$  one obtains for the whole distribution (dots) and with restriction to fixed  $\theta$  (squares). The values of the estimated average relative to the cut-off, the determined number of degrees of freedom  $\nu$ , and the sample size in the three panels are taken from the analysis by Garrison [10].

Table B.1

Size and lower-strength cut-off for three different samples of neutron widths analysed by Garrison et al., number of degrees of freedom  $\nu$  of the  $\chi^2$  distribution and its associated uncertainty as determined by Garrison et al., uncertainty in  $\nu$  obtained by neglecting the correlation between  $\theta$  and  $\nu$ , uncertainty in  $\nu$  obtained by averaging the upper and lower  $\nu$  limits of the dispersion ellipses in Fig. 14 and uncertainty in  $\nu$  obtained by evaluating the second-row-second-column element of the  $\theta, \nu$  variance matrix

Sample size	$\theta/w_{low}$	$\nu$ (Garrison)	$\pm\sigma_\nu$ ( $\theta$ fixed)	$\pm\sigma_\nu$ (ellipses)	$\pm\sigma_\nu$ (matrix)
234	2.6	$1.00 \pm 0.13$	$\pm 0.14$	$\pm 0.4$	$\pm 0.4$
117	10	$1.62 \pm 0.40$	$\pm 0.33$	$\pm 0.4$	$\pm 0.38$
258	10	$1.03 \pm 0.16$	$\pm 0.15$	$\pm 0.2$	$\pm 0.22$

## Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge stimulating discussions with Bent Herskind, Gary Mitchell, I-Yang Lee, Frank Stephens and Marie-Agnes Deleplanque. A.P.L.-M. acknowledges the support of a Rosenfeld fellowship. This work was supported by the Department of Energy, Nuclear Physics Division, under Contract W-31-109-ENG-38.

## References

- [1] R.G. Henry et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 777.
- [2] T.L. Khoo et al., Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1583.
- [3] A.P. Lopez-Martens et al., Phys. Lett. B 380 (1996) 18.
- [4] K. Hauschild et al., Phys. Rev. C 55 (1997) 2819.
- [5] G. Hackman et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 4100.
- [6] P. Bonche et al., Nucl. Phys. A 519 (1990) 509.
- [7] S. Bjørnholm and J.E. Lynn, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 725.
- [8] E. Vigezzi, R.A. Broglia and T. Døssing, Phys. Lett. B 249 (1990) 163.
- [9] A. Lopez-Martens et al., Phys. Rev. Lett 77 (1996) 1707.
- [10] J.D. Garrison et al., Ann. Phys. 30 (1964) 269.
- [11] H.E. Jackson et al., Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 656.
- [12] R.U. Haq et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1086.
- [13] C.E. Porter and R.G. Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483.
- [14] Y.R. Shimizu et al., Phys. Lett. B 74 (1992) 253.
- [15] Y.R. Shimizu et al., Nucl. Phys. A 557 (1993) 99c.
- [16] M.G. Kendall, The Advanced Theory of Statistics, Vol. 2 (Griffin, London).
- [17] I.Y. Lee et al., Nucl. Phys. A 520 (1990) 641c.
- [18] B. Crowell et al., Nucl. Inst. and Methods A 355 (1995) 575.
- [19] P.G. Hansen, B. Jonson and A. Richter, Nucl. Phys. A 518 (1990) 13.
- [20] T. Døssing, B. Herskind, S. Leoni, A. Bracco, R.A. Broglia, M. Matsuo and E. Vigezzi, Phys. Rep. 268 (1996) 1.
- [21] J. Hardy et al., Phys. Lett. B 71 (1977) 307; Nucl. Phys. A 305 (1978) 307; Phys. Lett. B 136 (1984) 331.
- [22] C. Coceva et al., Nucl. Phys. A 170 (1971) 153.
- [23] F. Corvi et al., Nucl. Phys. A 233 (1974) 185.
- [24] M. Stefanon et al., Nucl. Phys. A 281 (1977) 240.
- [25] L.M. Bollinger et al., Phys. Rev. 132 (1963) 1640.
- [26] A.P. Lopez-Martens et al., work in progress.
- [27] T. Døssing and E. Vigezzi, Nucl. Phys. A 587 (1995) 13.
- [28] C.H. Johnson et al., Phys. Rev. C 16 (1977) 2238.

# Gamma-ray feeding and decay of superdeformed states

A. Lopez-Martens<sup>1,a</sup>, T. Døssing<sup>2</sup>, T.L. Khoo<sup>3</sup>, B. Herskind<sup>2</sup>, T. Lauristen<sup>3</sup>, M. Matsuo<sup>4</sup>, K. Yoshida<sup>5</sup>, A. Korichi<sup>1</sup>, F. Hannachi<sup>1,b</sup>, I. Ahmad<sup>3</sup>, H. Amro<sup>3,c</sup>, G. de Angelis<sup>6</sup>, D. Bazzacco<sup>7</sup>, C. Beausang<sup>8</sup>, E. Bouchez<sup>9</sup>, P. Bringel<sup>10</sup>, I.J. Calderin<sup>3</sup>, M.P. Carpenter<sup>3</sup>, S.M. Fischer<sup>3</sup>, G. Hackman<sup>3</sup>, K. Hauschild<sup>9,d</sup>, H. Hübel<sup>10</sup>, A. Hurstel<sup>9</sup>, R.V.F. Janssens<sup>3</sup>, F.G. Kondev<sup>3</sup>, W. Korten<sup>9</sup>, T. Kröll<sup>6,e</sup>, Y. Le Coz<sup>9</sup>, N. Marginean<sup>6</sup>, R. Menegazzo<sup>7</sup>, E. Mergel<sup>10</sup>, D. Napoli<sup>6</sup>, N. Nenoff<sup>10</sup>, S. Neumann<sup>10</sup>, A. Neusser<sup>10</sup>, D. Nisius<sup>3</sup>, G. Mukherjee<sup>3</sup>, M. Rejmund<sup>9,f</sup>, D. Rossbach<sup>10</sup>, C. Rossi Alvarez<sup>7</sup>, C. Schück<sup>1</sup>, G. Schonwasser<sup>10</sup>, A.K. Singh<sup>10</sup>, Ch. Theisen<sup>9</sup>, Ch. Vieu<sup>1</sup>, and C. Ur<sup>7</sup>

<sup>1</sup> CSNSM, IN2P3-CNRS, bat 104-108, F-91405 Orsay, France

<sup>2</sup> The Niels Bohr Institute, DK-2100 Copenhagen, Denmark

<sup>3</sup> Argonne National Laboratory, Argonne IL 60439, USA

<sup>4</sup> Graduate School of Science and Technology, Niigata University, Niigata 950-2181, Japan

<sup>5</sup> Institute for Natural Science, Nara University, Nara 631-8502, Japan

<sup>6</sup> Laboratori Nazionali di Legnaro, INFN, I-35120 Legnaro, Italy

<sup>7</sup> INFN, Sezione di Padova, I-35131 Padova, Italy

<sup>8</sup> Wrieth Nuclear Structure Laboratory, Yale, CT 06520-8124, USA

<sup>9</sup> Dapnia-SPhN, CEA - l'Orme des Merisiers, F-91191 Saclay, France

<sup>10</sup> Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik, Universität Bonn, D-53115 Bonn, Germany

Received: 3 December 2002 /

Published online: 17 February 2004 – © Società Italiana di Fisica / Springer-Verlag 2004

**Abstract.** We report on four recent results concerning the population and the decay of superdeformed states, namely the structure of excited superdeformed states in  $^{194}\text{Hg}$ , the search for fine structure of the last superdeformed transitions in  $^{194}\text{Pb}$ , the primary decay-out strength analysis in  $^{194}\text{Hg}$  and, as a consequence of this, the possibility of using the decay-out as a tool to study order-to-chaos properties of normally deformed states.

**PACS.** 21.10.Re Collective levels – 23.20.Lv  $\gamma$  transitions and level energies – 24.60.-k Statistical theory and fluctuations – 24.60.Lz Chaos in nuclear systems – 27.80.+w  $190 \leq A \leq 219$

## 1 Excited superdeformed states

Despite intense experimental efforts, not much is known about the collective  $\gamma$ -ray cascades populating superdeformed (SD) states. The nucleus which has been most extensively studied in this respect is  $^{143}\text{Eu}$ . In this nucleus, two different regimes have been identified [1]: a very intense  $E2$  bump ( $\sim 50\%$  of the reaction channel) which is interpreted as being due to damped rotational transitions and an intense ridge structure ( $\sim 3\%$ ) which corresponds to the two-dimensional correlation pattern of unresolved transitions which form discrete excited bands. Fluctua-

tion analysis techniques have been applied to the ridge structures and it has been found that  $\sim 20$ – $30$  bands are sampled in this stage of the cascade. The ratio of second to first ridge intensity, which corresponds to the inband probability, is about  $40\%$  [2,3]. The number of these bands decreases at low spin and this is interpreted as being due to the decay-out of these bands through mixing with normally deformed (ND) states [4]. A very remarkable feature is that the ridges do not seem to populate the yrast SD band, since no ridges are observed when gating on SD yrast transitions.

A recent analysis of thin target GAMMASPHERE  $^{194}\text{Hg}$  data has revealed very different results: The spectrum of gamma-rays emitted in coincidence with the yrast SD band in  $^{194}\text{Hg}$ , for which excitation energies, spins and parities are well established [5], shows a broad bump extending from  $400$  keV to  $1$  MeV. This bump is characteristic of this mass region and has always been associated with the collective transitions feeding into the yrast SD

<sup>a</sup> e-mail: [lopez@csnsm.in2p3.fr](mailto:lopez@csnsm.in2p3.fr)

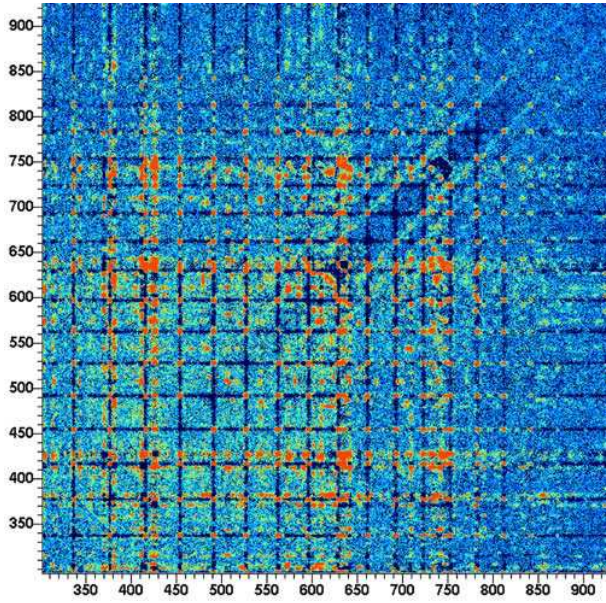
<sup>b</sup> Present address: CENBG/IN2P3, Gradignan, France.

<sup>c</sup> Present address: WNSL, Yale, USA.

<sup>d</sup> Present address: CSNSM/IN2P3, Orsay, France.

<sup>e</sup> Present address: TU, Munich, Germany.

<sup>f</sup> Present address: GANIL, Caen, France.



**Fig. 1.** Double SD-gated  $E_\gamma$ - $E_\gamma$  (in keV) coincidence matrix in  $^{194}\text{Hg}$ . Compton and other uncorrelated events have been subtracted using the COR procedure [6]. The yrast SD band shows up as a regular grid pattern with an empty diagonal. The first and second ridge are clearly visible from 650 to 850 keV.

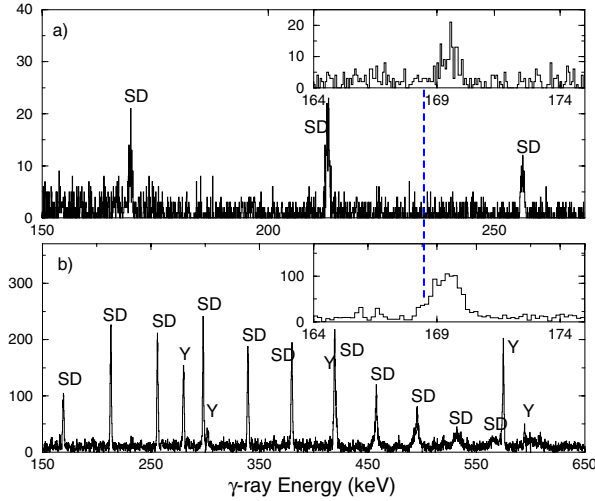
line since it peaks at a rotational frequency corresponding to 50% feeding of the yrast band. In a two-dimensional SD-gated spectrum (see fig. 1), two (and maybe three) ridges are clearly visible from 500 to 900 keV. This is the first time that  $E_\gamma$ - $E_\gamma$  ridges are observed in coincidence with the yrast SD lines. There is a one-to-one correspondence between the ridges and the 1-dimensional  $E2$  bump up to 800 keV and, beyond this energy, the 1D bump never exceeds twice the ridge intensity: this means that rotational correlations are very strong in this nucleus, as compared to  $^{143}\text{Eu}$ , where the bump is more than ten times stronger than the ridges. Also, it turns out that the inband probability of these ridges is  $\sim 1$  until feeding into the yrast SD band is forced because of the gating condition. Perhaps the most interesting feature is that the ridges are much narrower (FWHM  $\sim 8$  keV) than the ridges seen in normally deformed nuclei (FWHM  $\sim 30$  keV) and also in SD  $^{143}\text{Eu}$  [4] and that their width increases with transition energy. This increase in the width denotes a more fragmented rotational  $E2$  strength at higher spins where the  $E2$  cascades go probably through hotter states.

A preliminary fluctuation analysis performed on the first ridge in  $^{194}\text{Hg}$  has shown that there are many more excited bands ( $\sim 100$ – $150$ ) in this nucleus than in  $^{143}\text{Eu}$ . This feature had been predicted by Yoshida and Matsuo [7] and is due to the very small rotational damping width in this mass region (of the order of the level spacing in the energy interval of interest, 1.2–2.0 MeV). Since the  $E2$  strength is not fragmented over many final states, rotational structures can survive to higher excitation energy, and therefore there are effectively more of them. A

more detailed inspection of the calculations shows that these bands have many components of intrinsic states in their wave function (5 on average but up to  $\sim 10$  at lower spins). The narrow widths of the ridges imply that the wave functions, including the relative phases, do not vary much as the spin increases by  $2\hbar$ . Phase and rotational coherence seems to be maintained. These excited bands are therefore strongly interacting and yet “extremely rotationally coherent” bands (maybe even the ergodic bands predicted by Mottelson [8]). An experiment to investigate this subject in the  $^{192}\text{Hg}$  nucleus with more statistics has just been carried out at EUROBALL IV.

## 2 Fine structure of superdeformed transitions

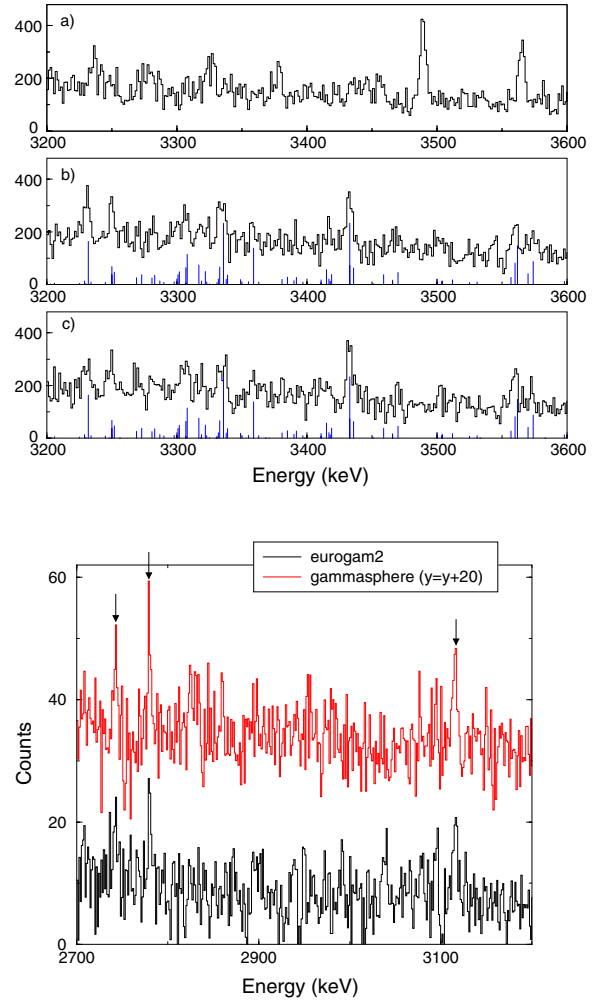
The decay from SD states occurs because of mixing with ND states: the SD wave function acquires an amplitude  $\alpha^2$  at normal deformation. The SD state has a partial width  $(1 - \alpha^2) \Gamma_{\text{SD}}$  to decay to the next SD state and a partial width  $\alpha^2 \Gamma_{\text{ND}}$  to decay to lower-energy ND states. If the coupling between ND and SD states is weak, the mixing will result in two states which are populated from the previous SD state proportionally to their SD amplitude squared:  $(1 - \alpha^2)$  for the predominantly SD state and  $\alpha^2$  for the predominantly ND state. SD transitions populating SD decaying states should then effectively be doublets. This is clearly observed in the mass 130 [9] and 160 [10] regions. In the mass 190 region, however, the excitation energy of SD states is such that the average spacing between SD states and their closest ND neighbours is on average very small (tens of eV). This is too small to resolve, except maybe in the  $^{194}\text{Pb}$  case, where the excitation energy of SD states at the point of decay is lower and where the density of ND states is reduced because  $^{194}\text{Pb}$  is a semi-magic nucleus at normal deformation. We have performed two experiments, one with Yrasball at Yale and the other with GASP in Legnaro, replacing in both cases five large-volume germanium detectors by LEPS detectors (Low Energy Photon Spectrometers). This is because their good energy resolution at low energy (500–700 eV at 121 keV in LEPS detectors as compared to 1.0–1.2 keV in large-volume detectors) was essential if any splitting of the last SD transitions at 169 and 213 keV was to be observed. An analysis of the GASP data has revealed some strength to the left of the 169 keV transition in the spectrum of  $\gamma$ -rays detected in the LEPS detectors in coincidence with the SD band (panel a) of fig. 2). This excess strength is also visible in the spectrum of  $\gamma$ -rays detected in the large-volume detectors (panel b) in fig. 2): it seems indeed that the 169 keV transition has a shoulder towards low energies. The ratio of the intensities of the main SD  $8^+-6^+$  peak and of its satellite yields a 15(5)% ND admixture into the  $6^+$  SD state. The energy separation between the two peaks is 1.3(2) keV after interaction and 0.9(2) before interaction. The interaction strength is extracted to be 0.6(2) keV. The evidence for splitting is present but weak and further statistics needs to be collected.



**Fig. 2.** a) SD-gated spectrum of  $\gamma$ -rays detected in the LEPS detectors. b) SD-gated spectrum detected in the large-volume detectors which had the best experimental resolution (7 out of 35). The SD symbols denote SD lines, the Y's denote ND yrast lines. The insets correspond to zooms around the 169 keV SD transition and the dashed line is to guide the eye.

### 3 Primary strength distribution

One of the questions that is often asked about the decay from SD states is whether the decay is a statistical process and whether fluctuations are important. Since it is the ND component of the SD state wave function which governs the decay-out, asking this question is equivalent to asking whether the ND states to which the SD states couple through the potential barrier are compound states or not. There are many experimental observations which support this: the large excitation energy of SD states at the point of decay [5,11–13], the quasi-continuous nature of the decay spectrum [14,15], the large fragmentation of the decay cascades [16], the fact that statistical decay calculations reproduce the general shape of the decay spectrum [17] and the similarity between the decay spectrum and the spectrum of  $\gamma$ -rays following resonant neutron capture at 7-8 MeV above yrast [18]. In the neutron resonance case, the statistical nature of the decay is well established [19]: the strengths of the primary transitions follow a  $\chi^2$  distribution with  $\nu = 1$  degree of freedom, often called a Porter-Thomas distribution [20]. This is a direct consequence of random matrix theory, and, in particular, it reflects the properties of the Gaussian Orthogonal Ensemble (GOE) of random matrices [21]. The particularity of the Porter-Thomas distribution is that, unlike other  $\chi^2$  distributions with higher degrees of freedom, it diverges towards low strengths, yet it also extends to very large strengths. This property gives rise to very strong intensity fluctuations which could be the reason why single-step decay transitions are sometimes enhanced and can be observed experimentally. This is the case in  $^{194}\text{Hg}$ , for which strong high-energy links have been identified while in the neighbouring  $^{192}\text{Hg}$ , studied with similar statistics, no such lines



**Fig. 3.** On the top: a) experimental decay spectrum in  $^{194}\text{Hg}$ , b) and c) simulated spectra obtained from the same 600 primary lines (represented as impulses) but with 2 different random number generator seeds for producing the counting statistics. On the bottom: decay spectra in  $^{192}\text{Hg}$  obtained at GAMMASPHERE (top spectrum) and EUROGAM 2 (bottom spectrum). The strongest peaks (marked by an arrow) survive the different experiments (or random generator seeds) although they are slightly altered but the weaker lines can sometimes disappear.

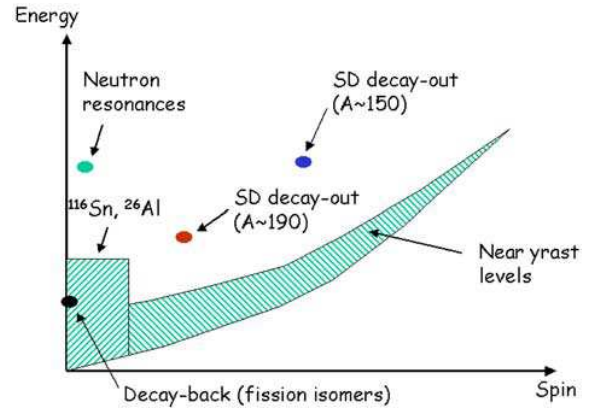
could be observed. In order to show that the enhancement of the strengths in  $^{194}\text{Hg}$  may be due to Porter-Thomas fluctuations, a study of the primary strength distribution was performed. The aim was to determine which  $\chi^2$  distribution of  $\nu$  degrees of freedom and average strength  $\theta$  could best fit the experimental strengths  $\omega_i$  extracted above the experimental strength threshold  $\omega_{\text{low}}$ . The result for the most likely  $\chi^2$  distribution is the following:  $\nu = 1$  and  $\theta$  is found to be nearly four times smaller than the experimental strength threshold [22]. The uncertainty on the number of degrees of freedom  $\nu$  is very large because only the high-strength tail of the distribution

is accessible experimentally and this is a strength domain for which there is not a pronounced difference between  $\chi^2$  distributions. In other words, only the strongest 19 strengths are observed, whereas a fluctuation analysis in the same transition energy interval ( $E_\gamma > 2.6$  MeV) tells us there should be  $\sim 600$  [16]. Simulations of the decay spectrum were performed: 600 strengths were sampled from the most likely distribution and their associated energies were randomly chosen from an inverse level-density formula. The experimental resolution was then folded in as well as the Compton background, the underlying statistical feeding spectrum and counting statistics. The simulations are very representative of the data in the sense that the simulated spectra look very much like the experimental spectra. They also can account for the fact that, in some cases, strong lines are present at high energy (as in  $^{194}\text{Hg}$ ) and in some cases, they are not (as in  $^{192}\text{Hg}$ ).

Two important observations came out of the simulations and these are illustrated in fig. 3. Firstly, the fact that a peak in the simulations stems very rarely from one line. This is specially true towards low energy since the inverse level-density energy distribution yields many more lines at lower energies than at higher ones. The lines pile up one on top of each other and yield very broad and/or funny-shaped lines. This is what is called the *pandemonium* effect. Secondly, the effect of the counting statistics is not negligible. Given a set of simulated lines, if one changes the seed of the random number generator in order to produce different counting statistics, the shape and the intensity of the lines vary dramatically: some lines which are present and sharp in one spectrum disappear or become wide or even doublets in the other. Experimentally, this seed change is equivalent to doing the experiment a second time. This tells us that caution is needed when treating peaks at the very limit of the resolving power of multidetector arrays and that setting a  $3\sigma$  limit on the intensity of lines is the absolute minimum criterium to define a peak.

#### 4 Order-to-chaos properties of normally deformed states

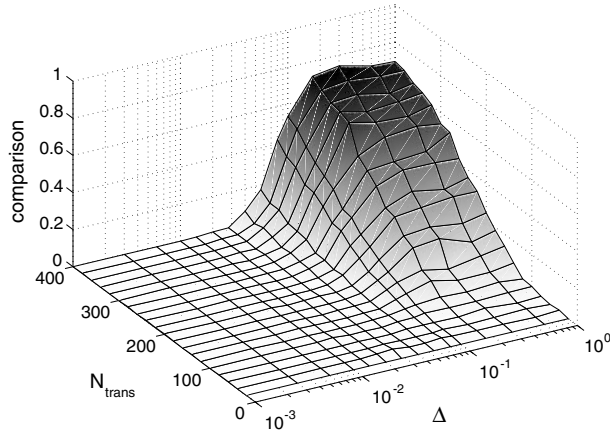
The “chaoticity” of ND states has been addressed by a number of people in different regions of the  $(E, I)$ -plane (see fig. 4). The neutron resonances have been investigated [23], as well as near yrast levels in different nuclei [24]. A complete study of levels has been performed in  $^{116}\text{Sn}$  [25] and  $^{26}\text{Al}$  [26]. All these studies were done on the basis of level spacing statistics. The decay from SD states provides new regions of the  $(E, I)$ -plane to study the chaoticity of ND states: at low spin in the fission isomers, at moderate spins in the mass 190 region and at higher spins in the mass 150 region. The bridge between the ordered and chaotic decay-out regimes can be made by introducing a chaoticity parameter [27]. In this picture, the SD state couples weakly only to specific ND states through the barrier. These states are called doorway states and they are equivalent to the collective HF+BCS states



**Fig. 4.** Regions of the  $(E, I)$ -plane where studies of order-to-chaos properties of ND states have been or will be (in the cases of mass 150 SD decay-out and the decay-back of fission isomers) performed.

that the GCM procedure mixes with the SD state [28–30]. Compound energy eigenstates of the ND spectrum are described by coupling the basis of  $|\mu\rangle$  states with a Hamiltonian matrix selected from the Gaussian Orthogonal Ensemble. However, if part of the structure of the basis states is kept in the energy eigenstates, the off-diagonal matrix elements are reduced, and this is performed by scaling them with a common chaoticity parameter  $\Delta$  ( $0 \leq \Delta \leq 1$ ). The matrix is then diagonalised. After this procedure, the SD state  $|sd\rangle$  is included in the middle of the spectrum together with its weak coupling  $V$  to the doorway state  $|d\rangle$  and one more diagonalisation is carried out. If  $\Delta = 0$ , the ND states do not mix and the SD state can only acquire an admixture of the nearest collective doorway state. When  $\Delta$  is equal to 1, the ND spectrum is fully mixed and the doorway state has dissolved among all the ND states. Since the coupling  $V$  is weak, one of the final states  $|S\rangle$ , which has a predominant SD component, will include many small admixtures of the original ND basis states  $|\mu\rangle$ . To proceed further, the conjecture is that admixtures can be viewed as strengths: each basis state  $|\mu\rangle$  is connected to one final state  $|\mu'\rangle$  at lower energy.  $N_s$  simulations are carried out. For each simulation,  $N_t$  strengths are chosen. This corresponds to selecting a specific interval of transition energies, usually associated to the highest energies. Out of these  $N_t$ , the  $N_o$  strongest (o for observed as in the experiment) are selected. The smallest of these  $N_o$  strength is then equivalent to the experimental strength threshold and all the strengths are normalised to it. For a given set of  $\Delta$  and  $N_t$ , 500 different GOE matrices of size  $N = 400$  are diagonalised. The observational threshold is set to  $N_o = 19$ , as in the  $^{194}\text{Hg}$  case. The average cumulative distribution is computed: the number of strengths observed as a function of strength averaged over the 500 simulations. The cumulative comparison is then defined as the fraction of simulations which display a larger  $\chi^2$  deviation from the average cumulative distribution than the data. This is plotted in fig. 5 as a function of  $\Delta$  and  $N_t$ . A data





**Fig. 5.** Perspective plot of the comparison to simulated cumulative functions for the 19 visible decay-out transitions in  $^{194}\text{Hg}$ .

set is considered to be successful if it compares better than 25% of the simulations. This condition is fulfilled when the total number of primary strengths is larger than 200 and when  $\Delta$  is larger than 0.1. This determination of the relevant parameters is in agreement with the measurement of 600 primary lines in the 2.6–5 MeV transition energy range and with the result of the most likely  $\chi^2$  distribution.

It therefore appears highly probable that the decay-out in  $^{194}\text{Hg}$  is a statistical process and that the ND states to which the SD states couple at 4.2 MeV above yrast are compound states.

## 5 Conclusion

The study of excited SD states in  $^{194}\text{Hg}$  has revealed an example of extreme robustness of rotational correlations with excitation energy and spin. The detailed dependence of the  $E2$  rotational strength on spin will be addressed in the near future with a large EUROBALL IV  $^{192}\text{Hg}$  data set. An experiment at GASP using five LEPS detectors has given evidence for the splitting of the last SD transition emitted by the  $^{194}\text{Pb}$  nucleus. From this observation, the ND amplitude of the decaying SD  $6^+$  state as well as the coupling strength between SD and ND states at this spin could be extracted in a model-independent way. The analysis of the primary decay-out strengths in  $^{194}\text{Hg}$  has shown that the decay from SD states in this nucleus is most probably a statistical process. A new method has been developed to study the strength distribution of primary  $\gamma$ -rays in any type of regime, from the ordered extreme to chaotic one, by introducing a chaoticity parameter. The decay-out of SD states offers in this way new regions of excitation and spin to study the order-to-chaos properties of ND states. Finally, the difficulties involved in identifying primary  $\gamma$ -rays and the problem of the “realness” of a peak was discussed. These experimental

limitations should soon be overcome by the advent of a new generation of  $\gamma$ -detector arrays such as AGATA [31] and GRETA [32], based on the reconstruction of photon trajectories in the germanium detectors.

The authors acknowledge that the experiment performed at LNL (Legnaro) with GASP was supported by the following European Contracts: -HPRI-CT-1999-00083- V Framework Programme “Transnational Access to major Research Infrastructures-Improving the Human Research Potential and Socio-Economic Knowledge Base” 01/11/00-31/10/03; -ERBFMGECT980110- IV Framework Programme TMR (Training and Mobility of Researchers) Access to Large Scale Facilities 01/04/98-30/04/01. The Bonn group was supported by BMBF, Germany (contract no. 06 BN 907). This work was partially supported by the U.S. Department of Energy under contract W-31-109-ENG-38. The authors would like to thank J. Genevey (ISN, Grenoble) and G. Lo Bianco (University of Camerino) for lending their LEPS detectors.

## References

1. S. Leoni *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3281 (1996).
2. S. Leoni *et al.*, Phys. Lett. B **353**, 179 (1995).
3. S. Leoni *et al.*, Phys. Lett. B **409**, 71 (1997).
4. S. Leoni *et al.*, Phys. Lett. B **498**, 137 (2001).
5. T.L. Khoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76**, 1583 (1996).
6. O. Andersen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **43**, 687 (1979).
7. K. Yoshida, M. Matsuo, Nucl. Phys. A **636**, 169 (1998).
8. B. Mottelson, Nucl. Phys. A **557**, 717c (1992).
9. D. Bazzacco *et al.*, Phys. Rev. C **49**, R2281 (1994).
10. J. Domscheit *et al.*, Nucl. Phys. A **660**, 381 (1999).
11. A. Lopez-Martens *et al.*, Phys. Lett. B **380**, 18 (1996).
12. K. Hauschild *et al.*, Phys. Rev. C **55**, 2819 (1997).
13. T. Lauritsen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 042501 (2002).
14. R.G. Henry *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 777 (1994).
15. T. Lauritsen *et al.*, Phys. Rev. C **62**, 44316 (2000).
16. A. Lopez-Martens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1707 (1996).
17. T. Døssing *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 1276 (1995).
18. T.L. Khoo, *Proceedings from the Institute for Nuclear Theory on Tunneling in Complex Systems*, Seattle, WA, 1998, edited by Steven Tomsovic, Vol. **5** (World Scientific, Singapore, 1998) p. 229.
19. H. Jackson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **17**, 656 (1966).
20. C. Porter, R. Thomas, Phys. Rev. **104**, 483 (1956).
21. E. Wigner, Proc. Cambridge Philos. Soc. **47**, 790 (1951).
22. A. Lopez-Martens *et al.*, Nucl. Phys. A **647**, 217 (1999).
23. R.U. Haq *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48**, 1086 (1982).
24. J. Garrett *et al.*, Phys. Lett. B **392**, 24 (1997).
25. S. Raman *et al.*, Phys. Rev. C **43**, 521 (1991).
26. G. Mitchell *et al.*, Phys. Rev. Lett. **61**, 1473 (1988).
27. S. Aberg, Phys. Rev. Lett. **82**, 299 (1999).
28. P. Bonche *et al.*, Nucl. Phys. A **519**, 509 (1990).
29. J. Meyer *et al.*, Nucl. Phys. A **533**, 307 (1991).
30. J. Meyer *et al.*, Nucl. Phys. A **588**, 597 (1995).
31. Agata Technical Proposal, J. Gerl *et al.*, <ftp://ftp.gsi.de/pub/agata/prop>.
32. G.J. Schmid *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-44**, 975 (1997).

## $\gamma$ -ray tracking algorithms: a comparison

A. Lopez-Martens\*, K. Hauschild, A. Korichi, J. Roccaz, J-P. Thibaud

*CSNSM, Bat 104-108, Campus d'Orsay, 91405 Orsay, France*

Received 24 April 2004; received in revised form 16 June 2004; accepted 17 June 2004

Available online 2 August 2004

### Abstract

In the context of the development of a new multi-detector for  $\gamma$ -ray spectroscopy such as AGATA, we discuss the performances of 2 different  $\gamma$ -ray tracking algorithms: back-tracking and forward-tracking. The same Monte Carlo simulated data is used to compare the capacity of each algorithm to reconstruct the trajectories of a given number of photons emitted into a  $4\pi$  germanium shell.

© 2004 Elsevier B.V. All rights reserved.

*PACS:* 07.85.Ne; 29.30.Kv; 29.40.Gx

*Keywords:* Gamma-ray spectroscopy; Segmented germanium detectors; Gamma-ray tracking

### 1. Introduction

A new generation of  $4\pi$  photon spectrometers for nuclear spectroscopy studies is currently being developed: Advanced GAMMA Tracking Array (AGATA) [1] in Europe and Gamma Ray Energy Tracking Array (GRETA) [2] in the USA. The novelty resides in the fact that unlike in the current generation of spectrometers, such as Euroball [3] and Gammasphere [4], the germanium crystals will not be surrounded by Compton suppression shields. The removal of the BGO shields yields a considerable gain (close to a factor 2) in the solid

angle which can be covered by germanium, thus increasing the overall detection efficiency of the spectrometer. In order to preserve a good peak to total (P/T) and recover the full energy of photons which scatter from one germanium crystal to another, the trajectories of the photons as they interact throughout the spectrometer need to be reconstructed.

The performances of AGATA and GRETA are strongly related (i) to the capacity to accurately determine the positions (within a few mm) and energies of the individual photon interactions in the germanium crystals and (ii) to the reconstruction efficiency of the photon trajectories. The first item relies on detector segmentation and pulse shape analysis developments [5–7]. The second is the object of this paper and relies on the

\*Corresponding author. Tel.: +33-1-69-15-48-50; fax: +33-1-69-15-50-08.

E-mail address: [lopez@csnsm.in2p3.fr](mailto:lopez@csnsm.in2p3.fr) (A. Lopez-Martens).



development of tracking algorithms. The aim of tracking is to disentangle all the interaction points in an event and determine the total energy and emission direction of the photons which have been fully absorbed in the spectrometer.

Currently, tracking algorithms can be divided into 2 classes: algorithms based on back-tracking [8–10] and algorithms based on clusterisation [11–13] and forward-tracking. Both are inspired by the particular properties of the interaction of photons with matter. For photon energies of interest (tens of keV to  $\sim 20$  MeV), the main physical processes that occur when a photon interacts in germanium are Compton scattering, Rayleigh scattering, pair creation and the photoelectric interaction. As can be seen in Fig. 1, Compton scattering is the dominant process between 0.150 and 10 MeV.

In the back-tracking algorithm, the reconstruction of the photon path starts from the last interaction point: the photoelectric interaction point. The first guess for this end-point relies on the fact that the final photoelectric interaction is most probable in the energy range from  $\sim 100$  to 250 keV and this feature was shown to be independent of the incident photon energy [8].

In the forward-tracking-based algorithms, the first step of the procedure is to assign interaction points to clusters in  $(\theta, \phi)$  space. This clusterisation of interaction points is justified by the forward peaking of the Compton scattering cross section as

well as the decreasing mean free path of photons with decreasing energy.

Inspired by previous work, we have developed 2 new tracking algorithms, the details of which are described in Sections 3–6. The Monte Carlo simulations used as input data to the tracking algorithms are presented in Section 2. The comparison of the performances of the 2 types of tracking algorithms are discussed in Section 7.

## 2. Monte Carlo Simulations

### 2.1. Simulation program

The program [14] is based on the Monte Carlo code Geant4 [15]. Presently, it includes the possibility to simulate an array of coaxial germanium detectors and an ideal spherical shell of germanium. The event generation includes a cascade of  $M_n$  neutrons ( $\alpha$  particles or protons) followed by  $M_\gamma$   $\gamma$ -rays. The possible centre-of-mass spectra for the  $\gamma$ -rays are: monochromatic photons, “rotational” cascades, discrete energies, a “flat” continuous distribution and a “statistical” spectrum. For detailed information, refer to Ref. [14]. For the purpose of this work, we have restrained the study to a  $4\pi$  germanium shell of inner radius 15 cm and outer radius 24 cm. The thickness of the shell was chosen to correspond to the length of the detectors of AGATA. The events we consider are (i) cascades of 1.332 MeV  $\gamma$ -rays (transition in the decay of  $^{60}\text{Co}$  which is commonly used to compare detector performances) and (2) rotational band cascades: the emitted photons have transition energies ranging from 80 to 2690 keV with an energy spacing of 90 keV. This is to ensure that the energies of 2 transitions do not add up to any other transition energy in the band. In both cases, the photons are emitted from the centre of the shell.

Various tracking procedures within Geant4 are possible with the code. The primary photons are tracked in the germanium shell as they undergo various electromagnetic interactions. However, the actual energy release is performed by the secondary electrons created in these processes. There are 2 options: the first one consists in tracking all the

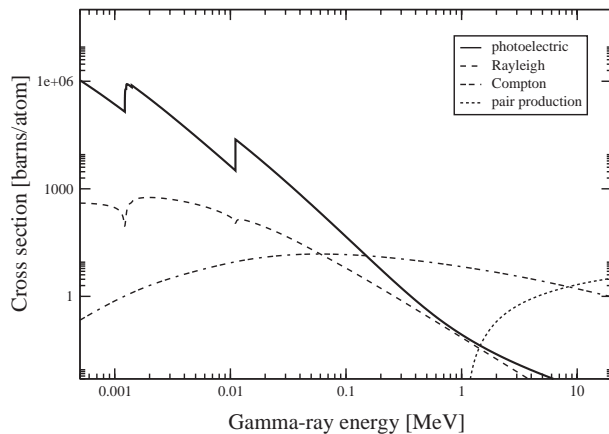


Fig. 1. Cross section of the main physical processes for photons in germanium as a function of photon energy in MeV.

secondary particles and the second one neglects the electron path and assigns the difference in scattered and incident photon energies to the position where the primary interaction takes place. In the case of pair production, the annihilation photons are tracked in both options. Even though the cross section for Rayleigh scattering is only significant at low energies, its effect is non-negligible for incident photons of all energies, towards the end of their tracks:  $\sim 17\%$  of 1.332 MeV events undergo Rayleigh scattering. This process needs to be considered when assessing tracking algorithm performances since it changes the direction of the interacting photons. The Compton interaction itself yields an uncertainty in the scattering direction. This is related to the fact that the atomic electrons on which the photons scatter, are not at rest, but have a given momentum profile [5,10]. This effect can also be investigated with the present Geant4 code.

## 2.2. Production of realistic data

The output of the simulation code is a list of interaction points with their corresponding positions  $(x_i, y_i, z_i)$  and energies  $(e_i)$ . These correspond to the ideal situation, as given by Geant4, where all the interaction points are detected with infinite position and energy resolution. In order to make the data more realistic, one has to include many experimental uncertainties.

The first source of uncertainty is related to the ability of the pulse shape analysis to identify the presence of 2 interactions which occur very close to each other: interaction points separated by less than  $d_{\text{res}} = 0.5 \text{ cm}$  are packed together and the sum of their energies is assigned to the energy-weighted centre of gravity (barycentre). Contrary to previous work, the packing is not done on a  $2 \times 2$  interaction point basis since this may lead to incomplete packing if the barycentre of 2 packed points move away from a point which should initially also have been packed. In the case of 1.332 MeV  $\gamma$ -rays interacting in a  $4\pi$  germanium shell, packing reduces the total number of interaction points from an average 14 to 3 when

secondary electrons are tracked and from an average 4 to 3 when no electron tracking is performed.

The second source is related to the fact that pulse shape analysis gives the position of the interactions with an error. This error depends on the deposited energy (small energies have larger position uncertainties) and on the actual position of the interaction. This last fact is due to the electric field characteristics within the crystal. For simplicity, we attribute the same uncertainty distribution for all interaction points and in all directions ( $x, y$  and  $z$ ): a Gaussian distribution of standard deviation  $\sigma = 0.1 \text{ cm}$ .

The third source is the experimental energy threshold below which interaction points are not detected. We set the energy threshold to the specification value for AGATA: 5 keV.

Finally, the preprocessing stage of the digitised signals gives an interaction energy with a finite resolution. This has been neglected in order to determine what other parameters affect the shape of the reconstructed peaks.

## 3. Back-tracking algorithm

As mentioned in the introduction, the starting point of this algorithm is the assumed photoelectric interaction point whose energy falls in a narrow energy interval. The algorithm starts by sorting all the interaction points in the event according to increasing energy and computing all physical distances between interaction points (real geometrical distance and effective distances in germanium). The first interaction point ( $k = 1$ ) which has an energy  $e(k)$  greater than  $E_{\text{photomin}} = 90 \text{ keV}$  is used as a starting point. Since close lying points are packed together, the upper limit in energy,  $E_{\text{photomax}}$ , to accept a photoelectric interaction point is not taken to be 250 but 600 keV. The interaction point which has the smallest distance in germanium to the starting point is chosen as the previous interaction point ( $k = 2$ ). At this stage, we check that the distance  $r_{2 \rightarrow 1}$  between the 2 points is compatible with the photoelectric range in germanium for a photon

energy  $E_t = e(1)$ :

$$\lambda(E_t) = \frac{1}{\Sigma(E_t)_{\text{macro}}} = \frac{A_{\text{Ge}}}{N_{\text{Avogadro}} \times \rho_{\text{Ge}} \times \sigma(E_t)_{\text{photo}}} \quad (1)$$

where  $\rho_{\text{Ge}}$  is the density and  $A_{\text{Ge}}$  the atomic mass of germanium. The probability to travel a distance  $r_{2 \rightarrow 1}$  or more is given by

$$P(r_{2 \rightarrow 1}) = \exp(-r_{2 \rightarrow 1}/\lambda(E_t)).$$

If the distance in germanium is smaller than the physical distance (scatters across the centre of the shell, for example), the probability is set to 0. This was found to increase dramatically the performances of back-tracking in the case of high-multiplicity events. Also, checking for the probability  $P(E_t)_{\text{photo}} = \sigma(E_t)_{\text{photo}}/\sigma(E_t)_{\text{tot}}$  to undergo a photoelectric effect, as is done in Ref. [8], decreases the performances of the algorithm. This is related to the packing of interaction points which, on average, increases the energy of the last interaction point in the track.

If the probability  $P(r_{2 \rightarrow 1})$  is smaller than  $P_{\text{photomin}}$ , a new photoelectric interaction point is chosen. If it is greater, the second interaction point  $k = 2$  is accepted and the total statistic for this step is

$$F_{\text{tot},1} = P(r_{2 \rightarrow 1}).$$

The energy of the photon before interaction point  $k = 2$  is  $E_t = e(1) + e(2)$ . The scattered energy after the interaction point is obviously  $E_s = e(1)$ . The direction in which the previous point  $k = 3$  must be looked for is given by the Compton formula (where the electron is taken to be initially at rest):

$$\cos(\theta_e) = 1 - m_e c^2 \left( \frac{1}{E_s} - \frac{1}{E_t} \right) \quad (2)$$

where  $m_e c^2 = 511 \text{ keV}$  is the rest mass of the electron. The next step in the algorithm is to scan the set of interaction points for a point  $k = 3$  at a distance less than  $3\lambda(E_t)$  (this time,  $\lambda$  is computed with the Compton cross section  $\sigma(E_t)_{\text{Compt}}$ ) away from the  $k = 2$  point in the direction of  $\cos(\theta_e)$ . This is achieved by testing the difference between  $\cos(\theta_e)$  and the cosine obtained from the geome-

trical coordinates of the interaction points:

$$\cos(\theta_p) = \frac{\vec{r}_{3 \rightarrow 2} \cdot \vec{r}_{2 \rightarrow 1}}{\|\vec{r}_{3 \rightarrow 2}\| \|\vec{r}_{2 \rightarrow 1}\|}. \quad (3)$$

A figure of merit for this difference is empirically defined as

$$F_{\cos} = \exp\left(-\frac{|\cos(\theta_e) - \cos(\theta_p)|}{\sigma_\theta}\right) \quad (4)$$

where  $\sigma_\theta$  reflects the uncertainty in the evaluation of  $\cos(\theta_p)$  due to the uncertainty in the interaction positions. This figure of merit is then multiplied to the probability,  $P(r_{3 \rightarrow 2})$ , to travel the distance  $r_{3 \rightarrow 2}$  (as in the photoelectric interaction case, the probability is set to 0 for cross-centre scatters) and to the probability,  $P(E_t)_{\text{Comp}}$ , to undergo a Compton scatter. If this product is greater than  $F_{\text{comptmin}}$ , the interaction point at  $k = 3$  is accepted and the total statistic for this step is

$$F_{\text{tot},2} = F_{\cos} \times P_{r_{3 \rightarrow 2}} \times P(E_t)_{\text{Comp}}.$$

The total energy before interaction point  $k = 3$  is now  $E_t = e(1) + e(2) + e(3)$  and the scattered energy is  $E_s = e(1) + e(2)$  and the above procedure is repeated to look for the previous interaction point in the path.

The maximum number of interactions allowed for a track is chosen after inspection of the distribution of the number of interaction points per incident photon obtained after the packing procedure (see Fig. 2). The fraction of events which give more than 5 interaction points is nil at 80 and 260 keV, 2% at 530 keV, 4% at 1.070 MeV, 7% at 2.06 MeV and 13% at 3 MeV (5% of the 3 MeV events produce more than 6 interaction points). The maximum number of allowed interaction points per track is set to 5 because including tracks with 6 interaction points decreases the performances.

If the product of probabilities at step 3 does not satisfy the threshold condition, another interaction point is tried and so on. If no interaction point within  $3\lambda$  of the  $k = 2$  interaction point fulfils this requirement, the previous point  $k = 3$  is taken to be the source/target position. Since the position of the source/target is known with more precision than the position of the interaction points and since the distance from any interaction point to the

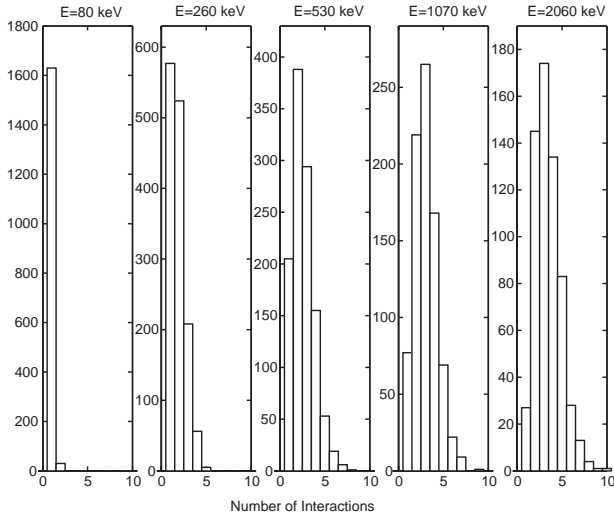


Fig. 2. Distribution of the number of interaction points obtained after the packing procedure for incident photons of energy 80, 260, 530, 1.07 and 2.06 MeV. Only those events where total absorption has occurred are considered.

source is greater than the average distance between interaction points, the figure of merit for the angle difference is more severe:

$$F_{\cos} = \exp\left(-2 \frac{|\cos(\theta_e) - \cos(\theta_p)|}{\sigma_\theta}\right). \quad (5)$$

If the source satisfies the threshold requirement and if the total track figure of merit

$$F_{\text{tot}} = \left(\prod_k F_{\text{tot},k}\right)^{(1/k)} \quad (6)$$

is greater than  $F_{\text{track}}$ , the track is ended. If the source does not fulfil these requirements, a new choice for the interaction point  $k = 2$  is made. We found that testing the source/target as the potential previous point to every successfully tracked interaction point [8] gave worse results than testing the source position as a last resort, once all the candidate interaction points had been tested.

If the end of a track has been reached, the interaction points of the track are removed from the list of interactions and a new photoelectric interaction point is chosen. If no interaction point  $i$  fits the criteria for a photoelectric interaction point ( $E_{\text{photomin}} < e(i) < E_{\text{photomax}}$ ), the back-tracking procedure is complete and the task of determining whether left over interaction points

corresponding single hit interaction points can begin. This procedure is common to all classes of algorithms.

#### 4. Forward-tracking algorithm

In the forward-tracking code, the first step is the clusterisation of the interaction points. The angular coordinates  $(\theta, \phi)$  of all the interaction points as well as the distance between points are calculated at the beginning of the program. Points are clusterised according to their relative angular distance. For a given value of the allowed angular separation  $\alpha$  and given a first interaction point  $i$ , the interaction point  $j$  is assigned to the same cluster as  $i$  if

$$|\cos^{-1}(\sin \theta_j \sin \theta_i \cos(\phi_j - \phi_i) + \cos \theta_i \cos \theta_j)| \leq \alpha. \quad (7)$$

The procedure is then repeated with interaction point  $j$  and the next potential member of the cluster, interaction point  $k$ , and so on. If the angular coordinates of  $j$  do not satisfy the above condition, another point is tried. If the relative angular separation between  $i$  and any other interaction point is larger than  $\alpha$ ,  $i$  is assigned to a single interaction cluster. For a given value of  $\alpha$ , no interaction point can be assigned to more than 1 cluster. This clusterisation is repeated for various values of  $\alpha$  ( $\alpha = 0.15$ – $1.0$  rad in steps of  $0.1$  rad).

This clusterisation algorithm is slightly different from the commonly used Link algorithm. In the Link algorithm, points are added to a cluster if their angular separation with respect to a starting point  $(\theta_i, \phi_i)$  is less or equal to  $\alpha$ . When the initial search is complete, subsequent searches are performed using each of the newly added points. Although this gives slightly higher efficiency and P/T for low multiplicity events for the clusterisation-only procedure (for  $\alpha = 0.2$  and singles 1.33 MeV events,  $\varepsilon_{\text{ph}} = 48\%$  and  $\text{P/T} = 41.5\%$  compared to 47 and 40%, respectively) it yields much lower efficiencies and P/T at higher multiplicities (for  $\alpha = 0.2$  and multiplicity 30, 1.33 MeV events,  $\varepsilon_{\text{ph}} = 27.6\%$  and  $\text{P/T} = 25.6\%$  compared to 31.5 and 30.6%). Since the performances of the

actual tracking depend not only on the validation procedure of the clusters but also on their initial quality, we decided to use this “non-extended”-Link algorithm.

At the end of the clusterisation procedure,  $n$  clusters are found containing 1 to a maximum of 6 interaction points each. The energy  $E_{\text{tot}}$  of the incident photon (assuming a full energy deposition in the cluster) is the sum of the interaction point energies. Some clusters corresponding to different  $\alpha$  values may be identical.

The figure of merit for each cluster is calculated separately. Starting from the source, the first interaction in the sequence is taken to be  $i$  and the second  $j$ . The scattered energy after interaction point  $i$  is  $E_{s,e} = E_{\text{tot}} - e(i)$ . The incident energy before the scatter is  $E_i = E_{\text{tot}}$ . From the Compton scattering formula, there is another expression for the scattered energy

$$E_{s,p} = \frac{E_i}{1 + E_i/m_e c^2 (1 - \cos \theta_p)} \quad (8)$$

where  $\cos \theta_p$  is obtained from the positions of the source and the interaction points  $i$  and  $j$ . In order to quantify the closeness of the 2 different scattered energies, the following figure of merit is defined:

$$F_E = \exp\left(-2 \frac{(E_{s,p} - E_{s,e})^2}{\sigma_e^2}\right) \quad (9)$$

where  $\sigma_e$  is the uncertainty in the determination of the scattered energies due to the position uncertainties of the interaction points. If the cluster contains only 2 interaction points, the statistic for such a sequence is

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j} = P(E_i)_{\text{Comp}} P(r_{s \rightarrow i}) P(E_{s,e})_{\text{Photo}} P(r_{i \rightarrow j}) F_E,$$

otherwise:

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j} = P(E_i)_{\text{Comp}} P(r_{s \rightarrow i}) P(E_{s,e})_{\text{Comp}} P(r_{i \rightarrow j}) F_E.$$

If the cluster contains more than 2 interaction points, the procedure continues assuming that  $k$  is the third interaction point. The scattered energy after interaction  $j$  is now  $E_{s,e} = E_i - e(i) - e(j)$  and the total energy before the scatter is  $E_i = E_{\text{tot}} - e(i)$ . To compare this scattered energy to the one,  $E_{s,p}$ , obtained from the positions of the

interactions  $i$ ,  $j$  and  $k$ , the following figure of merit is used:

$$F_E = \exp(-(E_{s,p} - E_{s,e})^2 / \sigma_e^2).$$

The factor 2 has disappeared since we are no longer dealing with the position of the source which is known to much better accuracy. If there are 3 interactions in the cluster, the test statistic for the sequence is

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k} = F_{s \rightarrow i \rightarrow j} P(E_{e,s})_{\text{Photo}} P(r_{j \rightarrow k}) F_E,$$

if not:

$$F_{s \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow k} = F_{s \rightarrow i \rightarrow j} P(E_{e,s})_{\text{Comp}} P(r_{j \rightarrow k}) F_E.$$

The procedure is repeated until there are no more interactions in the cluster and for all the possible permutations of the interaction points within the cluster. The sequence which maximises the total figure of merit:

$$F_{\text{tot}} = (F_{s \rightarrow i \rightarrow \dots \rightarrow k})^{1/(2k-1)} \quad (10)$$

is taken to be the correct sequence for the cluster. Single interaction clusters are awarded a figure of merit  $F_{\text{sing}}$ .

The next step in the code is to sort clusters according to decreasing figure of merit. Clusters with smaller test statistic than others and with at least one matching interaction point are flagged. All clusters with test statistic smaller than  $F_{\text{track}}$  are rejected together with the flagged clusters.  $F_{\text{sing}}$  is set to be equal to the cluster acceptance level in order to minimise the flagging of single interaction clusters. As in the back-tracking case, the single interaction clusters are treated at the end of the tracking procedure.

## 5. Algorithm optimisation

A significant difference between the back-tracking and forward-tracking algorithms, apart from the obvious different tracking philosophies, is the behaviour of the track figure of merit with increasing interaction points in the track. Fig. 3 summarises this for single 1.332 MeV  $\gamma$ -ray cascades. In the back-tracking case, since no preselection of tracks is made, all tracks which reach the point where the source is tested as the potential



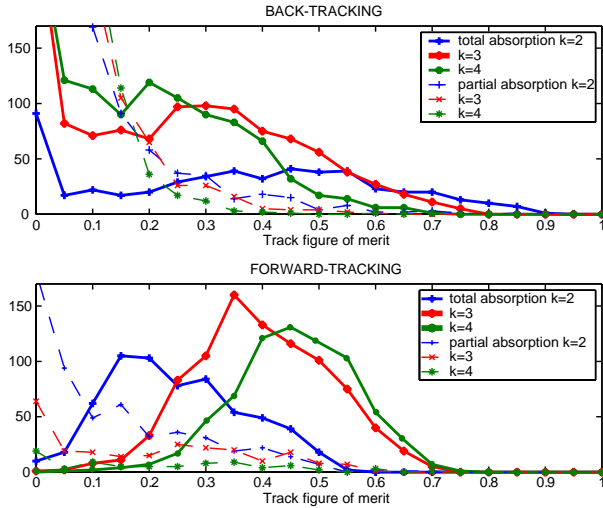


Fig. 3. Bottom panel: total track figure of merit obtained with the forward-tracking algorithm as a function of the number of interaction points in the cluster ( $k = 2, 3$  and  $4$ ). The solid lines correspond to tracks which yield total absorption ( $E_{\text{tot}} = 1.332$  MeV) and the dashed lines correspond to clusters whose total energy falls below the photo-peak energy (partial absorption). Top panel: total track figure of merit for total absorption and partial absorption events as a function of the number of interactions in the track obtained with the back-tracking algorithm.

previous emission point contribute to the graphs. As a result, the distributions of the total absorption figure of merit have an upturn and spike at low figure of merit values. These features correspond to photo-peak events which, in the first iterations of the algorithm, are back-tracked in a bad order. In the forward-tracking case, only the sequence of interactions which gives the highest track figure of merit are represented. The top and bottom graphs of Fig. 3 can therefore not be normalised below the back-tracking figure of merit threshold,  $F_{\text{track}}$ , even though they correspond to the same number of incident photons (50 000). As can be seen in the figure, the separation between good (total absorption) and bad (partial absorption) events gets worse as the number of interactions increases for the back-tracking algorithm. The opposite is true for the forward-tracking algorithm.

Another significant difference between the 2 algorithms lies in how the performances (product of photo-peak efficiency and peak to total) are

optimised. In the forward-tracking case, since the distribution of total track figures of merit for good and bad clusters are quite different, the cut on the total track figure of merit determines directly the proportion of peak and background. In the back-tracking case, decisions have to be made at the interaction point level in order to continue back-tracking. The figure of merit of the track, as a whole, is only considered at the very end of the procedure once the individual steps have been tested. This gives rise to situations where increasing the total track figure of merit threshold reduces the efficiency as well as the P/T. A very fine tuning of  $P_{\text{comptmin}}$ ,  $P_{\text{photomin}}$  and  $P_{\text{track}}$  has to be performed to maximise the performances for a broad range of energies and event multiplicities.

## 6. Single interaction point validation

As stated in the previous sections, the single interaction point validation is common to all algorithms. It is an important part of the tracking algorithm since the efficiency loss when it is not included is very large for low-energy events. On the other hand, the P/T deterioration becomes considerable at intermediate to high energies when single interaction points are considered.

In order to be processed, single interaction points must be well isolated hits: arbitrarily, it is decided that the closest interaction point must be physically at least 4 cm away. If this is the case, the point can be further processed: the probability for the incident photon to travel the distance in germanium to the position of the interaction point multiplied by the probability to undergo a photoelectric interaction must be greater than the threshold to accept single interaction points. This threshold is set to a higher value in the back-tracking algorithm because of the larger number of single interaction points it has to handle. This is partly due to the way the algorithm is constructed but mainly due to the relative efficiency of the algorithms (as we shall see later, forward-tracking is more efficient and less interaction points remain at the end of the tracking procedure).

As is shown in Table 1, in the case of 1.332 MeV  $\gamma$ -rays shot into a  $4\pi$  germanium shell of inner

Table 1

Total number of photo-peak events, number of single interaction point photo-peak events and total number of photo-peaks and single interaction point photo-peaks reconstructed by the back-tracking and forward-tracking algorithms for 1.332 and 100 keV single  $\gamma$ -ray cascades. In each case, the interactions of 3000 incident photons were simulated including the electron path

Nb of incident photons	photon energy (keV)	Nb of photo-peak events	Nb of sing. int. photo-peak events	Nb of reconstructed photo-peaks (forw./back.)	Nb of reconstructed sing. int. photo-peaks (forw./back.)
3000	1332	2109	114	1583/1093	0/0
3000	100	3000	2860	2826/2496	2763/2493

radius 15 and outer radius 24 cm, the single interaction procedure does not identify any of the events where, either initially, or after the packing procedure, all the initial photon energy ends up in 1 interaction point.

In the case of 100 keV  $\gamma$ -ray cascades, if single interaction points are not considered, the singles photo-peak efficiency will drop to ridiculously low values: 2% in the forward-tracking case and 0.1% in the back-tracking case. In order to maintain a good efficiency at low energy, the price to pay is, as stated before, a loss of peak to total at higher energies: in the back-tracking case, if single interaction points are considered, the P/T obtained for single 1.332 MeV events is 66% (instead of 72%). For forward-tracking the P/T is 72% (instead of 78%).

## 7. Comparison

### 7.1. 1.332 MeV cascades

The 2 algorithms are applied to the first type of events: 1.332 MeV  $\gamma$ -ray cascades of various multiplicities. In the first stage, the simulations in Geant4 are performed by neglecting the electron path.

In Fig. 4, the original simulated spectrum as well as the reconstructed spectra for multiplicity 1 and 30 events are shown. The overall shapes of the reconstructed spectra are similar, with a slight difference in the distribution of the background counts. In the multiplicity 30 case, the reconstructed spectra extend above 1.332 MeV as interaction points belonging to different photons

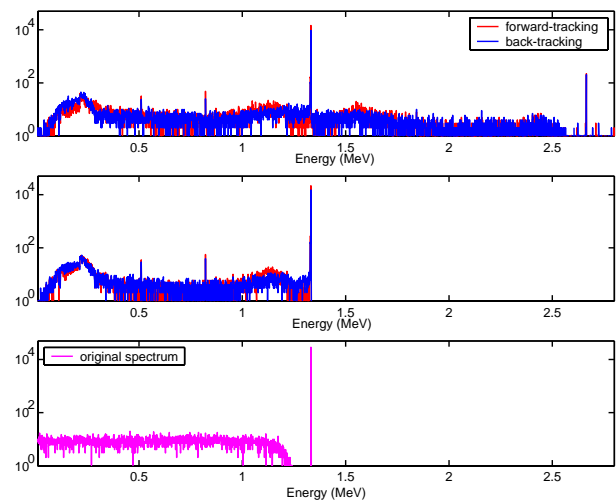


Fig. 4. Bottom panel: original simulated spectrum corresponding to the Geant4 response to 50 000 incident 1.332 MeV photons. Reconstructed spectrum using the forward-tracking algorithm (red spectrum) and back-tracking algorithm (blue spectrum) for multiplicity 1 events (middle panel) and for multiplicity 30 events (top panel).

become more and more intertwined and inadvertently summed by the algorithms. The sum peak at 2.664 MeV is visible in both cases. The 511 keV line as well as the escape peak at 821 keV appear in the reconstructed spectra since pair production events are not reconstructed by the algorithms.

Quantitatively, the photo-peak efficiency and peak to total obtained for multiplicity 1, 15 and 30 events are represented in Fig. 5. The geometrical efficiency and P/T of the  $4\pi$  germanium shell (as given by the output of the Geant simulations) are 70% and 77%, respectively. As is clearly shown in Fig. 5, the forward-tracking algorithm is more

efficient than the back-tracking algorithm. The P/T is also  $\sim 20\%$  better with the forward-tracking algorithm. If the maximum value of the clusterisation angle  $\alpha$  is set to  $2\pi$ , the singles forward-tracking photo-peak efficiency increases from 53% to 56% (the P/T increases from 75% to 80%). When the interaction points of 1 event are all assigned to the same cluster, the efficiency and P/T become 59% and 88%, respectively. The reduction in performances when the loop over clusterisation angles is performed is due to the fact that incomplete clusters (obtained with small values of  $\alpha$ ) may have a larger figure of merit than clusters

(obtained with large  $\alpha$  values) corresponding to full absorption events.

The question one is entitled to ask is whether the events reconstructed by the back-tracking algorithm are also reconstructed by the forward-tracking algorithm. The results of a more detailed analysis of the reconstruction of the 1.332 MeV cascades are resumed in Table 2. As it is clear from the table, back-tracking does not simply reconstruct less photo-peak events than the forward-tracking algorithm: as the multiplicity increases, it reconstructs a larger fraction of photo-peak events which forward-tracking misses. Indeed, the numbers given in the last column of Table 2 are the result of counting the back-tracked photo-peaks which stem from different original events than the forward-tracked photo-peaks, but also making sure that none of the interaction points belonging to these original events are misused by the forward-tracking algorithm. The probability that two 1.332 MeV  $\gamma$ -rays are summed by both algorithms is comparable and increases with increasing multiplicity. The value of the summing probability is actually 2 times smaller than the summing probability measured at Gammasphere or Euroball ( $\sim 1.6\%$  at multiplicity 15 and  $\sim 4\%$  at multiplicity 30).

So far, the electron path has been neglected in the simulations: we have assumed that the energy deposition actually takes place where the interaction occurs and have neglected secondary  $\gamma$ -emission (except for positron annihilation). Although the distances travelled by the created electrons are small (the range of a 1 MeV electron

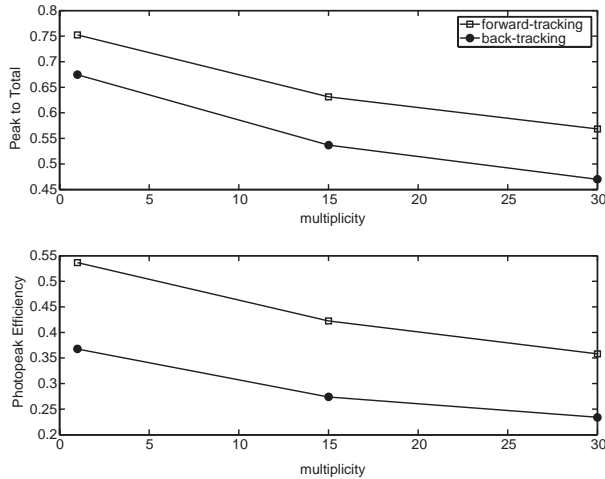


Fig. 5. Bottom panel: photo-peak efficiency as a function of multiplicity of the 1.332 MeV  $\gamma$ -ray cascades obtained with the forward-tracking (open squares) and back-tracking (filled circles) algorithms. Top panel: peak to total as a function of multiplicity. The Geant4 simulations were performed neglecting the electron path.

Table 2

Photo-peak efficiency, peak to total, summing probability and photo-peak efficiency due to back-tracked-only events obtained with the back-tracking and forward-tracking algorithms for 1.332 MeV cascades of multiplicity 1, 15 and 30

Mult.	Algorithm	Photo-peak efficiency (%)	P/T (%)	Summing prob. (%)	Back-tracked-only photo-peak eff. (%)
1	Back.	36.7	67.4	0	0.17
1	Forw.	53.6	75.2	0	
15	Back.	27.3	53.7	0.9	2.2
15	Forw.	42.2	63.1	0.7	
30	Back.	23.4	46.9	1.7	3.3
30	Forw.	35.8	56.8	1.3	



Table 3

Photo-peak efficiency and P/T obtained with the back-tracking and forward-tracking algorithms in the case of multiplicity 1 and 30 cascades of 1.332 MeV  $\gamma$ -rays

Simulation option	Algorithm	Mult	Photo. eff.	P/T
No elec. tracking (+ elec. mom. prof.)	Back.	1	36.7(35.0)	67.4(65.6)
Elec. tracking (+ elec. mom. prof.)	Back.	1	34.4(34.0)	64.0(63.0)
No elec. tracking (+ elec. mom. prof.)	Forw.	1	53.6(53.0)	75.2(74.3)
Elec. tracking (+ elec. mom. prof.)	Forw.	1	52.4(51.9)	72.6(72.0)
No elec. tracking (+ elec. mom. prof.)	Back.	30	23.4(21.9)	46.9(44.5)
Elec. tracking (+ elec. mom. prof.)	Back.	30	21.1(21.2)	42.5(42.3)
No elec. tracking (+ elec. mom. prof.)	Forw.	30	35.8(35.3)	56.8(56.0)
Elec. tracking (+ elec. mom. prof.)	Forw.	30	32.7(32.6)	51.6(51.2)

Geant simulations are performed with and without secondary electron tracking and including or neglecting the atomic electron momentum profile.

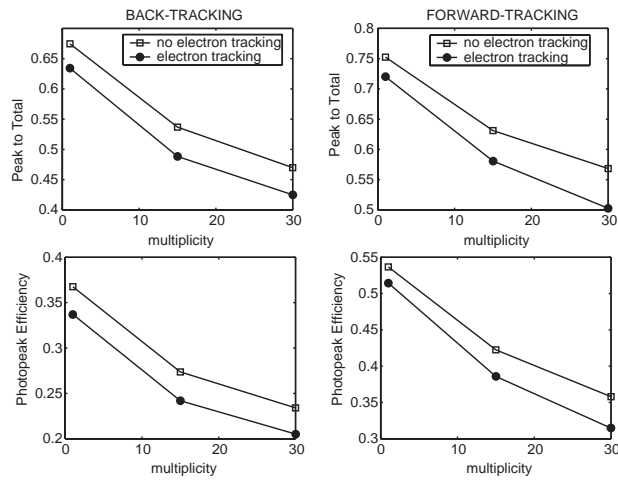


Fig. 6. Photo-peak efficiency and P/T as a function of multiplicity of the 1.332 MeV  $\gamma$ -ray cascades obtained with the forward-tracking (right-hand panels) and back-tracking (left-hand panels) algorithms. The open squares correspond to the results with simulations where the electron path is neglected. The results obtained with simulations where all the secondary particles are tracked are represented with filled circles.

in germanium is 1 mm), this is not the case for Bremsstrahlung photons. As it is illustrated in Fig. 6, subtracting all secondary particles can affect quite considerably the performances of the algorithms as previously pointed out in Ref. [11]. The performances of the 2 algorithms are lower when the electron path is taken into account. The drop in efficiency and P/T at multiplicity 30 is a  $\sim 10$ – $12\%$  effect. This is partly because the geometrical performances of the germanium shell

are slightly reduced but mainly because the real positions of the energy depositions can be quite far from the positions of the interaction, confusing the Compton relation between scattered angles and scattered energies even more than the Gaussian distributed position uncertainties. If the atomic electrons in germanium are no longer taken to be at rest, the performances obtained with both algorithms are resumed in Table 3. The effect of the atomic electron momentum distribution is found to be small when the simulations neglect the electron path and quasi-negligible when the simulations already account for the distances travelled by secondary electrons and subsequently emitted photons. This result has already been observed with another version of the forward-tracking algorithm [12] but it is at variance with what has been concluded by Milechina et al. [10] on the performances of the back-tracking algorithm. This means that the scattering angle uncertainty due to the momentum transfer of the atomic electrons is small compared to the angular discrepancy between energy-derived and position-derived scattering angles due to the actual positions of the energy depositions.

## 7.2. Rotational band cascades

Fig. 7 shows how the different algorithms reconstruct a rotational spectrum when the transitions in the rotational band are tracked individually (multiplicity 1) and when all 30 transitions in the band are tracked at the same time (multiplicity

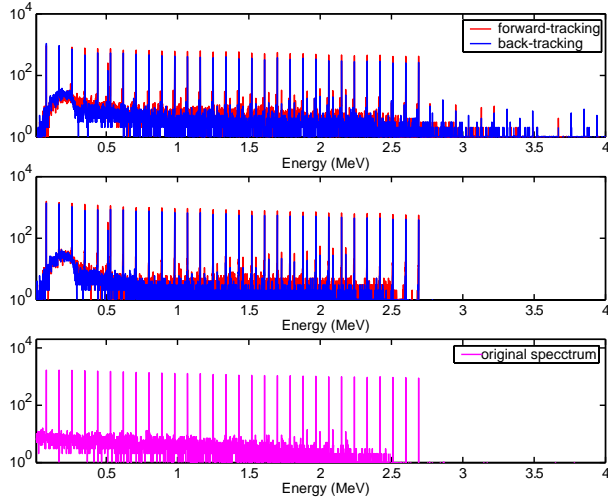


Fig. 7. Bottom panel: original simulated spectrum corresponding to the response of Geant4 to 50 000 incident photons of energy 80–2.690 MeV with an energy spacing of 90 keV. Middle panel: reconstructed singles spectra with the forward-tracking algorithm (red line) and the back-tracking algorithm (blue line). Top panel: reconstructed multiplicity 30 events.

30). The Geant simulations are performed neglecting the electron path. The reconstructed spectra obtained are similar with both tracking methods. In all the reconstructed spectra, the escape peaks following pair production by the high energy transitions in the band are clearly visible. The reconstruction efficiency is obtained after background subtraction. The results are reported in Fig. 8. For multiplicity 1 the reconstruction efficiency is  $\geq 50\%$  for the back-tracking algorithm and  $\geq 70\%$  for the forward-tracking algorithm. At higher multiplicities, the reconstruction efficiency drops to  $\sim 30\%$  for the back-tracking algorithm and  $50\%$  for the forward-tracking algorithm. The dip in the back-tracking plots to around 350 keV is due to the single-interaction treatment: the ratio of photo-peak to total cross-section at this energy is of the order of the threshold set to accept single interaction points (0.15). Forward-tracking is more efficient than back-tracking over a broad range of energies, except below 200 keV for multiplicity 30 events. This is due to larger summing probability: instead of being properly reconstructed, the 80 keV, 170 keV and, to a lesser extent, the 260 keV transitions contribute to creating spurious peaks

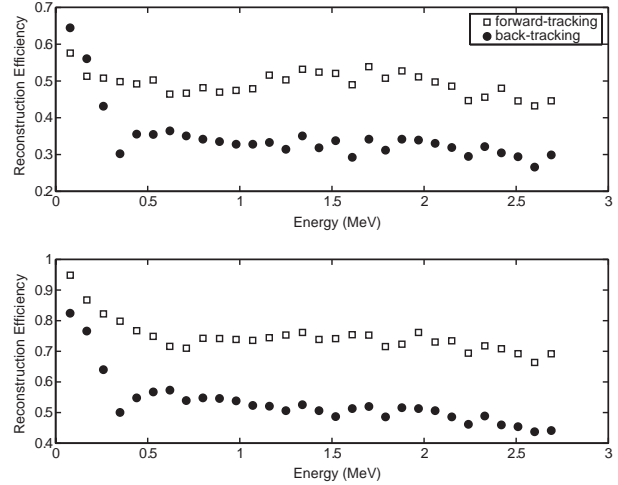


Fig. 8. Reconstruction efficiencies for multiplicity 1 (bottom panel) and multiplicity 30 (top panel) events as a function of  $\gamma$ -ray energy. The open squares correspond to the results obtained with forward-tracking and the filled circles correspond to back-tracking. Simulations were performed neglecting the electron path.

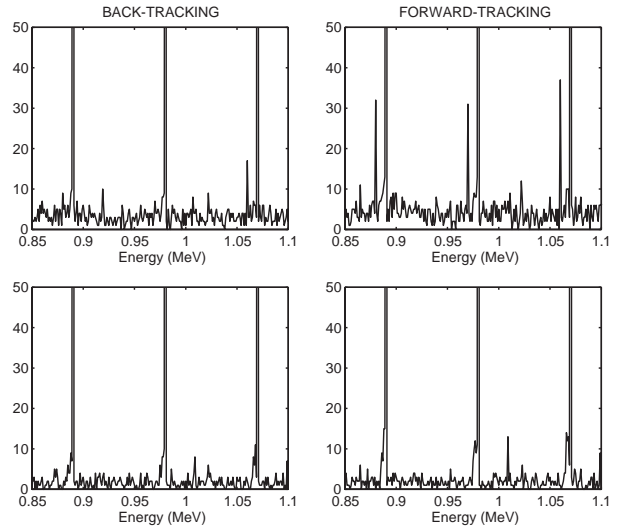


Fig. 9. 850–1.1 MeV interval of the reconstructed rotational spectra of Fig. 7. The left-hand panels correspond to the back-tracked multiplicity 1 (bottom panel) and 30 events (top panel). The right-hand side panels correspond to the forward-tracked rotational cascades.

when their corresponding interaction points are combined with interaction points belonging to other transitions present in the event. Enlarging a portion of the reconstructed spectra in Fig. 7, one obtains the spectra shown in Fig. 9. In the

multiplicity 30 case, peaks appear to the left of the photo-peaks (10 keV lower) in the reconstructed spectra obtained with both algorithms. The peak at 880 is not only due to summing of the 800 and 80 keV lines but also of the 710 and 170 keV lines and the 620 and 260 keV lines. Such an effect would not have been visible if the transition energies in the band were multiples of the same number (100, 200, 300 keV...) as was commonly the case in the previous work. In proportion to the area of the neighbouring photo-peaks, the effect is 1.5–2 times larger in the forward-tracking case than in the back-tracking case below 1.3 MeV: the sum peak area is 5–7% of the nearest photo-peak area for the forward-tracking algorithm and 3–4% in the back-tracking case. At higher energies, the summing probability is 4–5% in both cases. If one reduces the maximum value of the forward-tracking clusterisation angle by half (the loop on  $\alpha$  stops at 0.5 instead of 1), the area of the sum peaks does not change but the reconstruction efficiency drops slightly at high energies. Fig. 9 also reveals another feature: the peaks reconstructed by the forward-tracking algorithm have a low-energy shoulder. This is also the case in the back-tracked spectra, but not as pronounced. If the energy threshold is lowered to 1.5 keV (instead of 5), the shoulder practically disappears and the reconstruction efficiency is enhanced by a factor  $\sim 1.04$ .

## 8. Conclusion and perspectives

For the first time, a comparison of 2 tracking algorithms, back-tracking and forward-tracking, has been performed using the same simulated data and the same data manipulation (smearing, packing and energy threshold).

Two types of Monte Carlo simulations have been used and it has been shown that both algorithms give lower performances when all secondary particles (electrons and photons) are tracked by the Geant code. If the atomic electron momentum profile in germanium is included, no changes in performances are observed. This is because the angular uncertainty brought about by this effect is negligible compared to the angular uncertainty which arises when the true positions of

the energy depositions are considered in the Monte Carlo simulations.

The forward-tracking algorithm is more efficient and yields a better P/T than the back-tracking algorithm for all incident photon energies and for all kinds of event multiplicities except in the case of high-multiplicity rotational cascades, where the forward-tracking algorithm loses efficiency at low energy because of summing.

It has been shown that the back-tracking algorithm reconstructs different types of events than the forward-tracking algorithm. Combining the 2 algorithms can thus increase the overall efficiency of forward-tracking, especially for high multiplicity events.

The quality of the tracked data, namely peak distortions and artificial peak creation, has been discussed. Summing is present in both algorithms but it is not as important as in the present arrays. The energy threshold of the electronics affects not only the performances of the algorithms but also the shape of the peaks.

Improvements can be made in both cases especially in how the different parameters governing the tracking should depend on the number of detected interactions per event (clusterisation angle, single interaction point validation,...).

The development of tracking algorithms is an ongoing process and preliminary tests with algorithms based on fuzzy logic have been quite successful [16].

## Acknowledgements

The authors would like to thank the members of the AGATA Global Level Processing Tracking Team and in particular D. Bazzacco, E. Farnea and C. Rossi-Alvarez for helpful and fruitful discussions.

## References

- [1] J. Gerl, W. Korten (Eds.), AGATA, Technical Proposal, GSI, Darmstadt, 2001.
- [2] M.A. Deleplanque, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 430 (1999) 292.
- [3] J. Simpson, Z. Phys. A 358 (1997) 139.

- [4] I.Y. Lee, Nucl. Phys. A 520 (1990) 641c.
- [5] K. Vetter, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 452 (2000) 223.
- [6] T. Kröll, D. Bazzacco, Nucl. Instr. and Meth. A 463 (2001) 227.
- [7] O. Wieland, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 487 (2002) 441.
- [8] J. Van der Marel, B. Cederwall, Nucl. Instr. and Meth. A 437 (1999) 538.
- [9] J. Van der Marel, B. Cederwall, Nucl. Instr. and Meth. A 447 (2002) 391.
- [10] L. Milechina, B. Cederwall, Nucl. Instr. and Meth. A 508 (2003) 394.
- [11] G.J. Schmid, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 430 (1999) 69.
- [12] D. Bazzacco, mgt code developed within the TMR program ‘Gamma-ray tracking detectors’.
- [13] I. Piqueras, et al., Nucl. Instr. and Meth. A, in press.
- [14] E. Farnea, LNL Annual Report 2003, Legnaro.
- [15] GEANT4, detector description and simulation tool, CERN, Geneva, Switzerland.
- [16] C. Rossi-Alvarez, AGATA Global Level Processing meeting, May, 2003, <http://agata.pd.infn.it/documents/glp5152003/CarlosRossiAlvarez.pdf>.

Letter to the Editor

# GABRIELA: A new detector array for $\gamma$ -ray and conversion electron spectroscopy of transfermium elements<sup>☆</sup>

K. Hauschild<sup>a,\*</sup>, A.V. Yeremin<sup>b</sup>, O. Dorvaux<sup>c</sup>, A. Lopez-Martens<sup>a</sup>, A.V. Belozero<sup>b</sup>,  
Ch. Briançon<sup>a</sup>, M.L. Chelnokov<sup>b</sup>, V.I. Chepigin<sup>b</sup>, S.A. Garcia-Santamaria<sup>a</sup>, V.A. Gorshkov<sup>b</sup>,  
F. Hanappe<sup>d</sup>, A.P. Kabachenko<sup>b</sup>, A. Korichi<sup>a</sup>, O.N. Malyshev<sup>b</sup>, Yu.Ts. Oganessian<sup>b</sup>,  
A.G. Popeko<sup>b</sup>, N. Rowley<sup>c</sup>, A.V. Shutov<sup>b</sup>, L. Stuttgé<sup>c</sup>, A.I. Svirikhin<sup>b</sup>

<sup>a</sup>CSNSM, IN2P3-CNRS, F-91405 Orsay Campus, France

<sup>b</sup>Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, 141 980 Dubna, Russia

<sup>c</sup>IREs, IN2P3-CNRS, F-67037 Strasbourg, France

<sup>d</sup>Université Libre de Bruxelles, C.P. 229, B-1050 Bruxelles, Belgium

Received 8 September 2005; received in revised form 20 December 2005; accepted 18 January 2006

Available online 23 February 2006

## Abstract

With the aid of the Geant4 Monte Carlo simulation package a new detection system has been designed for the focal plane of the recoil separator VASSILISSA situated at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna. *GABRIELA* (Gamma Alpha Beta Recoil Investigations with the *EL*ectromagnetic *AN*alyser VASSILISSA) has been optimised to detect the arrival of reaction products and their subsequent radioactive decays involving the emission of  $\alpha$ - and  $\beta$ -particles, fission fragments,  $\gamma$ - and X-rays and conversion electrons. The new detector system is described and the results of the first commissioning experiments are presented.

© 2006 Elsevier B.V. All rights reserved.

*PACS*: 23.60.+e; 27.80.+w; 29.30.Dn; 29.30.Kv

**Keywords**: Recoil separators; Decay tagging spectrometer; Alpha, gamma-ray, and conversion electron spectroscopy at recoil separators; GEANT Monte Carlo simulations

## 1. Introduction

The heaviest elements provide a unique laboratory to study nuclear structure and nuclear dynamics under the influence of large Coulomb forces and large mass ( $A$ ). The stability of nuclei beyond the spherical “doubly magic”  $^{208}\text{Pb}$  ( $Z = 82, N = 126$ ) decreases rapidly until the transfermium region ( $Z > 100$ ) where a lowering of the level density of single-particle states for nuclei in the neighbour-

hood of the deformed doubly magic  $^{270}_{108}\text{Hs}$  reverses this trend locally [1]. However, the position of the spherical doubly magic nucleus beyond  $^{208}\text{Pb}$  remains controversial: recent calculations predicting  $Z = 114, 120$ , or 126 for the next magic proton shell, and  $N = 172$  or 184 for neutrons [2–4]. Among other things, this is a consequence of the treatment of the spin–orbit splitting. At large values of  $A$ , a weakening of the spin–orbit splitting is predicted [5,6] which results in the lowering of orbitals with  $l = N$ ,  $j = l - \frac{1}{2}$ . The magnitude of this effect can either create or destroy stabilising gaps in the single-particle spectrum. For example, in various models the gap predicted at  $Z = 114$  depends highly on the  $2f_{7/2}$  and  $2f_{5/2}$  proton spin–orbit splitting. It is, therefore, crucial to determine the relative excitation energies of these single-particle states in the transfermium region [7] to reduce the extrapolation

<sup>☆</sup>This project is jointly funded by the JINR and the IN2P3/CNRS. Work at the FLNR was performed partially under the financial support of the Russian Foundation for Basic Research, contract N 05-02-16198 and the JINR-BMBF (Germany), JINR-Polish and JINR-Slovak Cooperation Programmes.

\*Corresponding author.

E-mail address: [hauschild@csnsm.in2p3.fr](mailto:hauschild@csnsm.in2p3.fr) (K. Hauschild).

required in predicting the position of this “island of stability” for the very heaviest nuclei [8]. Recent reviews can be found in Refs. [9,10].

Beyond Einsteinium ( $Z = 99$ ) detailed spectroscopic data are sparse. In both  $^{256}\text{Fm}$  [11] and  $^{255}\text{Fm}$  [12],  $\gamma$ -ray spectroscopy was performed after the chemical separation of reaction products following the irradiation of  $^{254}\text{Es}$  and  $^{253}\text{Es}$  targets, respectively. Unfortunately, further studies using this method are hindered by a lack of suitable targets. Another method to populate the nuclei of interest is via heavy-ion fusion evaporation ( $HI, xn$ ) reactions. In this case, it is the overwhelming background from the predominant fission channel that needs to be addressed. This has been achieved with gas-jet transport systems and in-flight recoil separators. Recently, spectroscopic studies in this mass region have seen intense activity in two distinct directions: (1) prompt in-beam spectroscopy at the target position exploiting the recoil decay tagging (RDT) method and, (2) isomeric, and, or, decay spectroscopy at the focal plane of the recoil separator. A number of rotational bands have now been observed using both  $\gamma$ -ray and conversion electron (CE) spectroscopy:  $^{254}\text{No}$  [13–16],  $^{252}\text{No}$  [18],  $^{253}\text{No}$  [15,17],  $^{250}\text{Fm}$  [19],  $^{251}\text{Md}$  [20] and  $^{255}\text{Lr}$  [21]. These results and additional unpublished data have been reviewed in Ref. [22]. However, focal plane decay studies using  $\alpha - \gamma$  coincidence measurements have only been reported for a few transfermium nuclei:  $^{251}\text{No}$  [23],  $^{253}\text{No}$  [22,24] and  $^{255}\text{Rf}$  [25]. The  $\alpha - \gamma$  coincidence, and,  $\alpha$ -CE coincidence decay spectroscopy of  $^{257}\text{No}$  [26] presents an interesting development with the re-emergence of gas-jet systems.

In these high  $Z$  nuclei the internal conversion becomes an extremely important decay mode since it can compete effectively with gamma decay. This makes it essential to perform electron spectroscopy and is the motivation behind the projects GREAT [27] and BEST, and, the subject of this paper, *GABRIELA*. In Section 2, the salient features of the VASSILISSA set-up will be presented. Then, in Section 3, the modifications to the experimental set-up needed to perform detailed spectroscopy of excited states in transfermium nuclei are described along with the electronics developments required for the programme. Finally, some experimental results from commissioning runs will be shown to illustrate the performance of the *GABRIELA* system.

## 2. The VASSILISSA separator system

In the following section, only a brief description of the VASSILISSA separator will be given. More details can be found in Refs. [28,29].

The principal component of VASSILISSA consists of three electrostatic dipoles which separate spatially the trajectories of the recoiling nuclei, multinucleon transfer reaction products, fission fragments and beam particles by virtue of differences in their energies and ionic charges. An additional dipole magnet deflects the evaporation residues

(ERs) by  $37^\circ$  improving the background suppression of the scattered beam by a factor of 10–50. This magnet also acts as a mass analyser [30,31]. Between the magnet and the separator system there is a 2 m thick concrete wall which provides substantial shielding from the beam dump. Downstream of the magnet a time-of-flight measurement is made and the ERs are then implanted into a  $300\text{ }\mu\text{m}$  thick, 16-strip,  $58 \times 58\text{ mm}^2$  position sensitive Si detector at the focal plane of the separator (hereafter called the stop detector). Each strip is position sensitive in the vertical direction with a resolution of 0.3–0.5 mm (obtained from  $\alpha - \alpha$  correlations) and has a typical energy resolution of 20 keV for 5–10 MeV alpha particles. The subsequent position- and time-correlated alpha decays, characteristic of the implanted recoils, are also measured in the Si detector. The detection efficiency for these  $\alpha$  particles is around 50%.

## 3. GABRIELA

In order to perform gamma-ray and conversion-electron spectroscopy at the focal plane of VASSILISSA a number of modifications were needed. The Monte Carlo simulation code Geant4 [32] has been used as an aid to design an experimental set-up with the goal of maximising the efficiency and resolution with a minimum of complexity. The set-up is given in more details in the following subsections.

### 3.1. Stop detector and support

A new detector system, including a new more compact vacuum chamber optimised for transparency to  $\gamma$ -rays, was constructed to replace the old system which was used to measure alpha decay and spontaneous fission. The new aluminium chamber has a thickness of 6.5 mm, with the portion in front of the Ge detectors machined down to 2.5 mm, and an inner diameter of 160 mm. The support for the stop detector has been made from a single disc of stainless steel with cut-outs to allow cable connectors, cooling fluid feed-through, and, more importantly, an unobstructed view of the detector from the sides and from upstream. Fig. 1 shows a schematic view.

### 3.2. Germanium detector array for $\gamma$ -ray spectroscopy

The focal plane stop detector was surrounded by seven Eurogam Phase-I Ge detectors [33] obtained from the French–UK loan pool. Six of these were placed inside BGO Compton shields and formed a ring around the detector chamber with a focal point on the upstream (backwards) side of the stop detector (see Fig. 2). The distance from the centre of the stop detector to the front face of Ge crystal for these six detectors was about 130 mm. The aluminium back plate that closes the vacuum chamber was designed with an inset to enable the seventh Ge detector to be placed as close as possible to stop detector



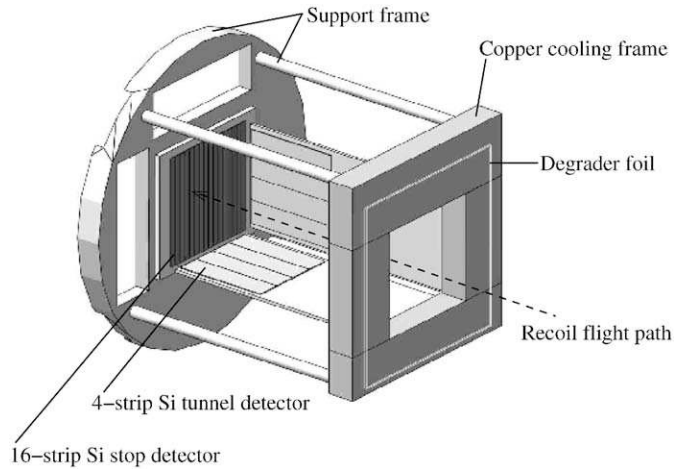


Fig. 1. Schematic view of the Si stop and tunnel detector set-up at the focal plane of VASSILISSA. Two sides of the tunnel have been removed for clarity.

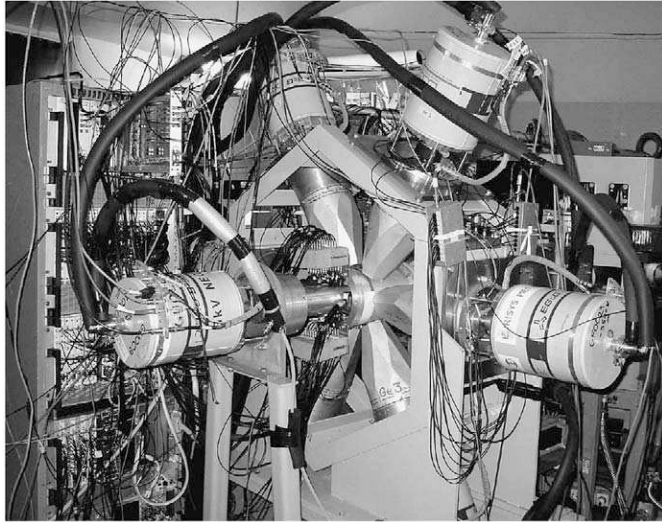


Fig. 2. Photograph of the GABRIELA set-up at the focal plane of VASSILISSA.

(about 35 mm). In the hollowed out portion, the back plate is only 1.5 mm thick. The suppression shields served two purposes. The first of which is to improve the peak to total by vetoing events for which a  $\gamma$ -ray Compton scatters out of the Ge detector which is indispensable for the identification of weak lines which would have otherwise been buried under the Compton background of more intense lines. The second is to reduce the counting rate from background radiation by vetoing events for which  $\gamma$ -rays emitted from the concrete walls (mainly  $^{40}\text{K}$ ) interact in the germanium detectors. This enables increased “search” times to be used in the hunt for long-lived isomers.

To obtain an absolute efficiency curve for  $\gamma$ -ray detection  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  and  $^{241}\text{Am}$  sources of known activities were

attached individually to the centre of an old stop detector which was then fixed to the detector support and inserted into the chamber. This permitted calibrations to be taken in conditions as close as possible to those during experimental runs. The sole difference being that the calibrations were performed with a point source, while experimental data are taken with the gamma-ray emitting recoils distributed almost uniformly over the surface of the stop detector. In Fig. 3a the measured  $\gamma$ -ray photo-peak efficiency from the calibration data is presented.

The reaction  $^{174}\text{Yb}(^{48}\text{Ca}, xn)^{222-x}\text{Th}$ , which is used primarily for alpha calibration purposes, can provide  $\gamma$ -ray detection efficiency data under experimental conditions.  $^{217}\text{Th}$   $\alpha$  decays to  $^{213}\text{Ra}$ . A fraction of these decays populate excited states in  $^{213}\text{Ra}$  which, subsequently, decay to the ground state via  $\gamma$  emission [34]. From a comparison of the prompt  $\alpha - \gamma$  coincidence intensity ( $I(\alpha - \gamma)$ ) with the total  $\alpha$  singles spectrum ( $I(\alpha)$ ) one can determine the  $\gamma$ -ray efficiency after correcting for internal conversion ( $\alpha_{\text{TOT}}$ ). That is:  $\varepsilon_{\gamma} = I(\alpha - \gamma)/I(\alpha) \times (1 + \alpha_{\text{TOT}})$ . This measurement has also been carried out for the transfer product  $^{211}\text{Bi}$  which has fine-structure alpha decay to an excited state in  $^{207}\text{Tl}$ . These data, represented by the  $\Delta$  symbol in Fig. 3a, are in agreement with the source data within

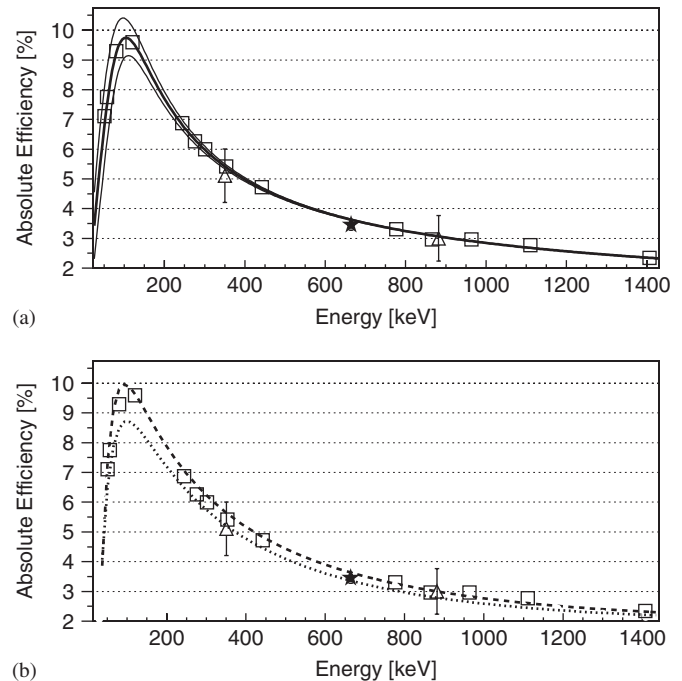


Fig. 3. Absolute efficiency curve for the 7 Ge detectors.  $\square$ , measured using  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$  and  $^{241}\text{Am}$  sources;  $\star$ , measured using  $\gamma$ -electron coincidences from the decay of an isomeric state in  $^{207}\text{Rn}$  implanted into the stop detector using the reaction  $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, 5n)$ ;  $\Delta$ , measured using  $\alpha - \gamma$  coincidences from the fine-structure decay of  $^{211}\text{Bi}$  [ $E_{\gamma} = 351$  keV] and  $^{217}\text{Th}$  [ $E_{\gamma} = 882$  keV]. (a) the bold solid line: fit to the data using the expression  $\log(\varepsilon) = [(A + Bx_1 + Cx_1^2)^{-G} + (D + Ex_2 + Fx_2^2)^{-G}]^{-1/G}$  where  $x_1 = E_{\gamma}/100$  and  $x_2 = E_{\gamma}/1000$ ; the thin solid lines represent the error in the fit; (b) dashed line: Geant4 simulated efficiency curve for a point source positioned at the centre of the stop detector; dotted line: Geant4 simulated efficiency curve for a distributed source.

errors. However, they do appear to indicate an experimental detection efficiency lower than that taken with calibration sources.

To examine the effect a distributed source has on the efficiency, Geant4 simulations have been performed for various  $\gamma$ -ray energies with  $\gamma$ -rays emitted into  $4\pi$  from (1) a fixed point at the centre of the stop detector, and (2) a uniform distribution over the  $x$ - $y$  plane of the stop detector. The deposited energy recorded in the simulations was taken from the secondary electrons which are created by the Compton scattering and photoelectric processes. The results of these simulations are presented in Fig. 3b and indicate that an energy dependent scaling factor of 0.85–0.96 is needed to map the point source efficiency onto the distributed source efficiency. In order to obtain the excellent agreement between the measured and simulated efficiency curves every germanium crystal was shifted by 5 mm backwards within its aluminium housing relative to the nominal values given in Daresbury technical drawing A0-36/8813. This minor discrepancy is not that alarming since the precise dimensions and positions for the individual germanium crystals are not known.

For the above germanium detector measurements, new spectroscopy amplifiers and ADCs (4096 channels, 2  $\mu$ s conversion time) which accept a veto signal were developed at the Flerov Laboratory. They demonstrated an excellent stability: during 1 month of measurements the omnipresent 1461 keV background line from  $^{40}\text{K}$  was observed to have a maximum energy shift of  $< \pm 0.03\%$  (0.4 keV). Within the energy range of 81–1408 keV, the rms deviation of measured  $\gamma$ -ray energies compared to standard values [35] was found to be 0.1-, 0.2-, 0.2-, 0.2-, 0.2-, 0.2- and 0.1 keV for the seven Ge detectors and indicates the precision to be expected in subsequent measurements. At 1332 keV a full-width at half-maximum (FWHM) of  $\sim 2.5$  keV was obtained.

### 3.3. Silicon detector array for conversion-electron spectroscopy

In the backward direction of the stop detector, an array of four 4-strip silicon detectors (Canberra PF-4CT-50\*50-500RM) are arranged in a tunnel configuration which is shown schematically in Fig. 1. Each detector has a total active area of  $50 \times 50 \text{ mm}^2$ , a thickness of 500  $\mu\text{m}$ , a front-face dead-layer thickness of  $< 25 \text{ nm}$  Si equivalent, and is mounted on a 1.6 mm thick,  $60 \times 120 \text{ mm}^2$  IS450 resin board manufactured by ISOLA. The pre-amplifiers (designed by GANIL) for each strip are mounted on the reverse side of this support board which is attached to a copper frame through which cooling fluid can be circulated. Thus, the heating effect of the pre-amplifiers can be counteracted and the Si detectors cooled in order to reduce the resolution destroying leakage current.

The Si detectors are used to measure emitted particles escaping from the stop detector: principally conversion

electrons, but also, alphas, fission fragments and betas. Due to the tunnel geometry, a large proportion of these particles will be detected at small distances upstream from the stop detector. The particles detected in the tunnel close to the stop detector will have suffered more straggling than those detected further upstream because, on average, they have travelled further in the stop detector. Therefore, Geant4 simulations were performed with the tunnel detectors being placed upstream from the stop detector at various distances to evaluate the compromise between the geometrical detection efficiency and spectral resolution. Dead layer thicknesses, support frames and epoxy boards for the silicon detectors and the vacuum chamber were included in the simulation geometry. Electrons were emitted into  $4\pi$  from an implantation depth of 3.0(5)  $\mu\text{m}$  distributed uniformly over the  $x$ - $y$  plane of the stop detector. The results of these simulations indicate that the effect of straggling has a much smaller effect on the energy resolutions compared to the degradation expected from the leakage current in the detectors and the electronics noise in the system. We have, therefore, tried to minimise the distance between the stop and tunnel detectors with the nominal distance between the epoxy support boards being about 2 mm.

Simulations have also been performed to investigate the efficiency and resolution as a function of recoil implantation depth. Using the geometry described above, with a 2 mm gap between the tunnel and stop detector supports, electrons were simulated to have been emitted from implantation depths of 2.0(5), 3.0(5), 4.0(5), 5.0(5) and 6.0(5)  $\mu\text{m}$ . The results are given in Table 1 and can be broken into three regions: (1) for electron energies above 500 keV the performance of the set-up is almost independent of the implantation depth for those depths simulated. (2) For energies between 100 and 400 keV, there is a marginal difference in efficiency and a noticeable increase in FWHM with increasing implantation depth. (3) Below 100 keV, there is a significant degradation in both the detection efficiency and the resolution. In some simulations the effect of straggling was so large that peaks were no longer discernible and indicates that there is a limit below which one cannot perform electron spectroscopy in the tunnel detectors. This effect can be clearly seen in the simulations for 50 keV electrons shown in Fig. 4. The key to reducing this lower limit as far as possible is by placing a degrader foil in front of the stop detector in order to reduce the implantation depth.

Another important effect visible in Fig. 4, and presented in a more systematic manner in Table 1, is the shift in electron energy measured in the tunnel detectors. An energy calibration of the tunnel detectors must account for this shift. This can be achieved by either correcting unsealed source calibrations for the shifts given in Table 1, or, by implanting into the stop detector recoils known to decay via conversion electron emission and performing an in-beam calibration.



Table 1  
Results of Geant4 simulations with different “recoil” implantation depths in the stop detector

Depth (μm)	Electron energy											
	30 keV			40 keV			50 keV			75 keV		
	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)
2.0(5)	4.6	8.2(1.3)	13.8	3.2	6.3(0.5)	16.4	2.2	4.1(1)	16.8	1.5	2.7(2)	17.0
3.0(5)	7.8	9.1(2.2)	7.6	5.3	8.3(1.1)	14.8	3.8	6.2(3)	16.5	2.6	3.9(3)	16.8
4.0(5)	–	–	–	8.0	9.3(0.2)	11.2	5.9	8.8(6)	15.8	3.5	5.4(5)	16.7
5.0(5)	–	–	–	11.1	12(2)	8.9	8.1	9.1(8)	13.1	4.7	6.6(2)	16.2
6.0(5)	–	–	–	–	–	–	10.7	13.6(2)	10.2	6.0	8.2(8)	15.1
	100 keV			200 keV			300 keV			400 keV		
	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)
2.0(5)	1.2	2.2(1)	17.3	0.7	1.4(1)	17.5	0.5	1.2(1)	17.6	0.6	1.1(1)	16.9
3.0(5)	2.0	3.4(1)	17.1	1.3	2.3(1)	17.5	1.0	2.0(1)	17.3	0.9	1.7(1)	16.8
4.0(5)	2.8	4.3(4)	16.6	1.8	3.0(1)	17.3	1.5	2.5(2)	17.1	1.3	2.2(2)	16.5
5.0(5)	3.6	5.1(3)	16.3	2.3	3.5(3)	16.8	1.8	3.0(2)	16.8	1.7	2.7(2)	16.4
6.0(5)	4.5	6.0(6)	16.0	2.8	4.0(3)	16.3	2.3	3.3(3)	16.3	2.0	3.2(2)	16.2
	500 keV			600 keV			700 keV			800 keV		
	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)	ΔE (keV)	FWHM (keV)	ε (%)
2.0(5)	0.4	1.1(1)	13.8	0.5	1.0(1)	9.5	0.5	1.0(1)	6.3	0.4	0.9(1)	4.2
3.0(5)	0.8	1.6(1)	13.4	0.8	1.5(1)	9.5	0.7	1.4(2)	6.2	0.7	1.3(2)	4.1
4.0(5)	1.2	2.1(2)	13.4	1.1	1.9(2)	9.3	1.0	1.9(2)	6.2	1.0	1.7(2)	4.1
5.0(5)	1.5	2.5(2)	13.4	1.4	2.4(1)	9.3	1.4	2.3(2)	6.1	1.3	2.2(3)	4.0
6.0(5)	1.9	2.8(2)	13.0	1.8	2.8(3)	9.2	1.7	2.6(3)	6.2	1.6	2.5(3)	4.0

For each simulation  $2 \times 10^5$  electrons were emitted into  $4\pi$  from points distributed uniformly in the  $x$ – $y$  plane of the stop detector. The depth in the stop detector at which the electrons were emitted was taken to be a Gaussian distribution with a sigma of  $0.5 \mu\text{m}$ .  $\Delta E$  is the difference between the emitted electron energy and the energy measured in a tunnel detector (i.e. the energy deposited in the stop detector). The efficiency,  $\epsilon$ , was determined by integrating the simulated spectrum between  $\pm 3\sigma$  of the full-energy centroid. The error bars on  $\epsilon$  are  $<0.2\%$  and arise from the error in determining the integration limits. The effect of electronics noise is not included.

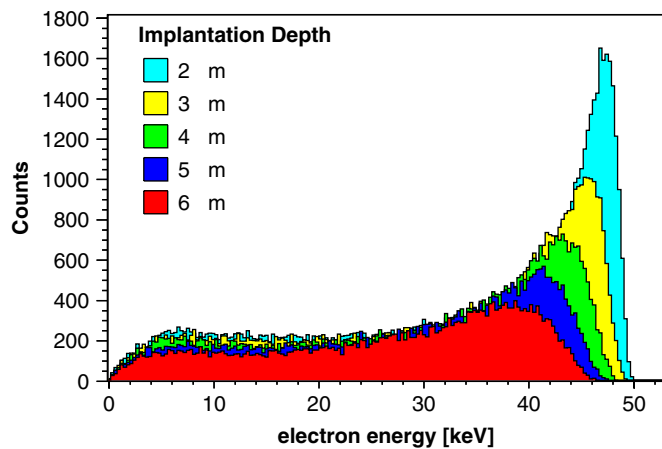


Fig. 4. Simulated energy deposited in the tunnel detectors for a 50 keV electron emitted from varying implantation depths within the stop detector.

Before performing in-beam experiments initial calibrations with a  $^{133}\text{Ba}$  source were performed to align the Si electronics channels. Operating the Si detectors at  $-5^\circ\text{C}$  energy resolutions of between 8 and 10 keV FWHM were

obtained for the 322-keV line, in-line with expectations when noise and leakage current affects are taken into account.

#### 4. Commissioning experiments

To test the new detectors and electronics, a series of commissioning experiments were performed using the complete fusions reactions  $^{164}\text{Dy}(^{48}\text{Ca}, xn)^{212-x}\text{Rn}$ ,  $^{174}\text{Yb}(^{40}\text{Ar}, xn)^{214-x}\text{Ra}$  and  $^{181}\text{Ta}(^{40}\text{Ar}, xn)^{221-x}\text{Pa}$  at beam energies corresponding to the evaporation of four and five neutrons.

The first reaction was used to obtain an absolute efficiency measurement for the tunnel detectors. In  $^{207}\text{Rn}$  a  $\frac{13}{2}^+$  isomer at an excitation energy of 899 keV decays with a half-life of  $181(18)\mu\text{s}$  to an intermediate  $\frac{9}{2}^-$  state at 665 keV which then decays to the  $\frac{5}{2}^-$  ground state [36]. This results in a  $\sigma L: E = \text{M2} : 234\text{-keV}^1$  transition followed by an E2:665-keV line. Using coincidence measurements and

<sup>1</sup>Where  $\sigma$  represents either electric or magnetic radiation and  $L$  is the multipolarity and  $E$  is the transition energy.

singles intensities, the following absolute efficiencies can be obtained:

- (1)  $\varepsilon_\gamma(665) = I(234e^- \otimes 665\gamma) \times [1 + \alpha_{\text{TOT}}^{E2}(665)] / I_{e^-}^{\text{singles}}(234)$ , and,
- (2)  $\varepsilon_{e^-}(665 - K) = I(234\gamma \otimes 665 - Ke^-) \times [1 + 1/\alpha_K^{E2}(665)] / I_\gamma^{\text{singles}}(234)$ ,

where  $I(E1e^- \otimes E2\gamma)$  represents the intensity observed for the coincidence measurement between an electron of energy  $E1$  and a  $\gamma$ -ray of  $E2$  and  $\alpha$  is the conversion coefficient. To reduce the possible contamination from other reaction channels, all intensity measurements were taken in a time range  $32\mu\text{s} < dT < 1024\mu\text{s}$  with respect to the implantation of a recoil in the stop detector. The good agreement between the germanium array efficiency obtained from the  $e^- - \gamma$  coincidence,  $\varepsilon_\gamma(665)$ , and the source measurements shown in Fig. 3a gives us confidence in the

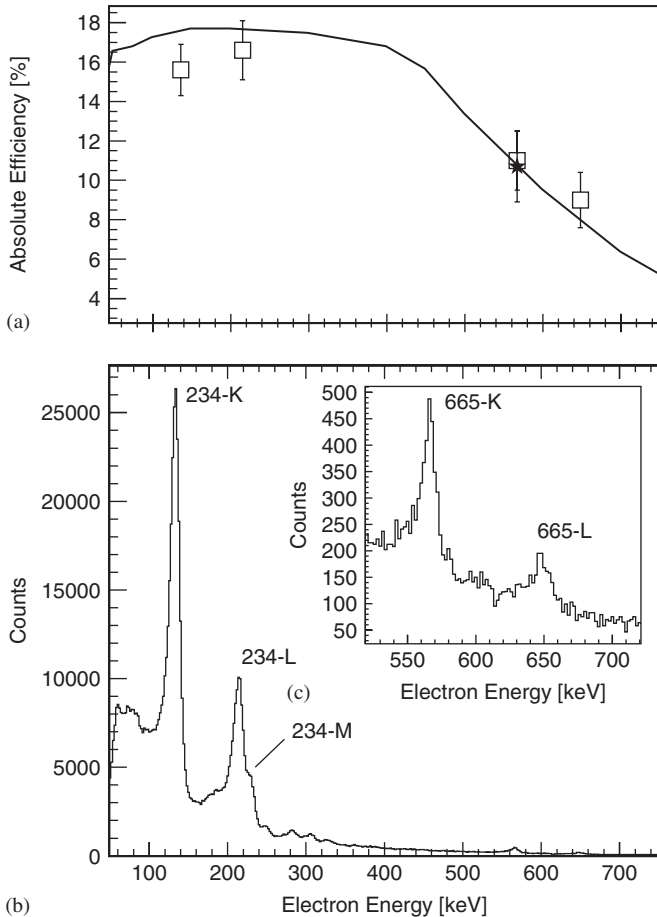


Fig. 5. (a) Absolute efficiency curve for the four Si conversion electron detectors.  $\star$ , efficiency for the 567 keV (665 K conversion) obtained from  $\gamma$ -conversion electron coincidence measurements following the decay of the  $^{13+}$  isomer in  $^{207}\text{Rn}$ ;  $\square$ , singles efficiency measurements from the same  $^{207}\text{Rn}$  data; the bold solid line: results of Geant4 simulations with an implantation depth of  $3.0(5)\mu\text{m}$  distributed uniformly in the  $x$ - $y$  plane of the stop detector. (b) Electron singles spectra measured in the tunnel detectors within the time range  $32\mu\text{s} < dT < 1024\mu\text{s}$  of a recoil from the reaction  $^{48}\text{Ca} + ^{164}\text{Dy}$  being detected in the stop detector. (c) The inset shows the high-energy part of the spectrum.

absolute efficiency determined for the tunnel detector which have also been obtained using the relationship:  $\varepsilon_{e^-}(E: X) = I_{e^-}^{\text{singles}}(E: X) \times [1 + 1/\alpha_X(E)] / N_{\text{isomer}}$ , where,  $E$  is either 234- or 665-keV,  $X$  is either the  $K$ ,  $L$  or  $M$  conversion electron and  $N_{\text{isomer}} = I_\gamma^{\text{singles}}(665) \times \alpha_{\text{TOT}}^{E2}(665) / \varepsilon_\gamma(665)$ . These absolute efficiencies are presented in Fig. 5a and are in good agreement with the Geant4 simulations. In Fig. 5b electron singles spectra are shown as an illustration of the quality of these data. The FWHM of the 234-K line ranges from 9.2 to 16.1 keV depending on the strip with most of the strips having a FWHM of 10–11 keV. The broadening of the lines with respect to the values quoted in Table 1 can be attributed to the detectors not being optimally cooled, an increase in noise during the U400 cyclotron operation and an implantation depth of  $>4\mu\text{m}$

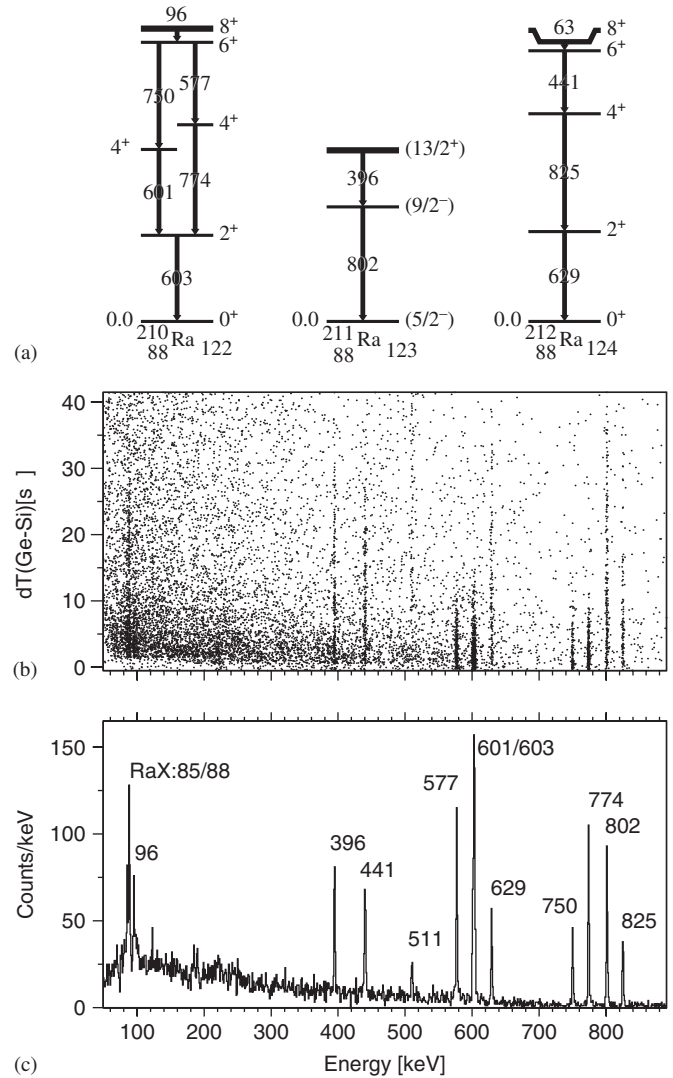


Fig. 6. (a) Partial level schemes (taken from Refs. [38–41]) below the isomeric states in the radium isotopes populated via the  $^{174}\text{Yb}(^{40}\text{Ar}, xn)^{214-x}\text{Ra}$  reaction and transported to the focal plane of VASSILISSA. (b) The time difference between recoil and  $\gamma$ -ray detection as a function of measured  $\gamma$ -ray energy is plotted on an event-by-event basis. (c) Delayed  $\gamma$ -ray transitions observed within  $40\mu\text{s}$  after the recoil was detected.

Table 2

Apparent half-lives of the transitions involved in the decay of isomeric states in  $^{210}\text{Ra}$ ,  $^{211}\text{Ra}$  and  $^{212}\text{Ra}$

$^{210}\text{Ra}$		$^{211}\text{Ra}$		$^{212}\text{Ra}$	
$E_\gamma$ (keV)	$T_{1/2}$ ( $\mu\text{s}$ )	$E_\gamma$ (keV)	$T_{1/2}$ ( $\mu\text{s}$ )	$E_\gamma$ (keV)	$T_{1/2}$ ( $\mu\text{s}$ )
96	2.51(31)	396	9.5(8)	441	8.9(9)
750	2.57(32)	802	9.9(8)	825	7.7(1.3)
577	2.37(17)			629	10.2(1.0)
774	2.34(17)				
601/603	2.15(11)				

for these “low”  $Z$  recoils since the thickness of the degrader used was optimised for the higher  $Z$  transfermiums.

As an aside, these data have allowed a more accurate measurement of the half-life of the  $\frac{13}{2}^+$  isomer in  $^{207}\text{Rn}$ .  $\tau_{1/2} = 184.5(9)\mu\text{s}$  was obtained for the 234-K conversion-electron transition using the method described in Ref. [37].

$\gamma$ -ray spectra obtained for an unsuppressed detector during the  $^{40}\text{Ar} + ^{174}\text{Yb} \rightarrow ^{214}\text{Ra}^*$  test run are shown in Fig. 6. The time difference between recoil and  $\gamma$ -ray detection as a function of measured  $\gamma$ -ray energy is plotted on an event-by-event basis in Fig. 6b. Different lifetimes for transitions depopulating the different isomeric states are clearly visible.  $\gamma$ -ray transitions detected within 40  $\mu\text{s}$  after the recoil implantation are shown in Fig. 6c. In Table 2 the apparent half-lives of these  $\gamma$ -rays measured in the current work are given. In view of the agreement obtained for the half-lives of  $8^+$  isomers in  $^{210}\text{Ra}$  and  $^{212}\text{Ra}$  compared to the published values (2.28(8)  $\mu\text{s}$  cf. 2.24, 2.1(1), and 2.36(4)  $\mu\text{s}$  [38–40], and 9.1(7)  $\mu\text{s}$  cf. 10.5, 10.9(4) [40,41], respectively) the discrepancy between our measured value of 9.7(6)  $\mu\text{s}$  and the value reported in Ref. [40] of 4.0(5)  $\mu\text{s}$  for the ( $\frac{13}{2}^+$ ) isomer in  $^{211}\text{Ra}$  needs independent confirmation.

## 5. Conclusion and perspectives

The characteristics of the new GABRIELA detector array have been presented. This array, designed with the aid Geant4 simulations, has been installed at the focal plane of the VASSILISSA separator at the FLNR in Dubna. It has been constructed with the goal of performing detailed spectroscopic studies in transfermium nuclei. Following commissioning tests in May and June of 2004, two one-month-long experimental campaigns were performed in September–October 2004 and October 2005. The complete fusion reactions  $^{48}\text{Ca} + ^{207,208}\text{Pb} \rightarrow ^{255,256}\text{No}^*$  and  $^{48}\text{Ca} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{255}\text{Lr}^*$  were investigated. The decays of the

isotopes  $^{253-255}\text{No}$ ,  $^{255}\text{Lr}$  and their daughter products are currently being analysed.

## References

- [1] Z. Patyk, A. Sobczewski, Nucl. Phys. A 533 (1991) 132.
- [2] S. Cwiok, J. Dobaczewski, P.-H. Heenen, P. Magieski, W. Nazarewicz, Nucl. Phys. A 611 (1996) 211.
- [3] M. Bender, K. Rutz, P.-G. Reinhard, J.A. Maruhn, W. Greiner, Phys. Rev. C 60 (1999) 034304.
- [4] A.T. Kruppa, M. Bender, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard, T. Verste, S. Cwiok, Phys. Rev. C 61 (2000) 034313.
- [5] A. Bohr, B. Mottelson, Nuclear Structure, vol. 1, Benjamin, New York, 1969.
- [6] G. Mairle, Z. Phys. A 350 (1995) 285.
- [7] R.R. Chasman, I. Ahmad, Phys. Lett. B 392 (1997) 255.
- [8] A.V. Afanasjev, T.L. Khoo, S. Frauendorf, G.A. Lalazissis, I. Ahmad, Phys. Rev. C 67 (2003) 024309.
- [9] M. Leino, F. Heßberger, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 54 (2004) 175.
- [10] S. Cwiok, P.-H. Heenen, W. Nazarewicz, Nature 433 (2005) 705.
- [11] H.L. Hall, et al., Phys. Rev. C 39 (1989) 1866.
- [12] I. Ahmad, R.R. Chasman, P.R. Fields, Phys. Rev. C 61 (2000) 044301.
- [13] P. Reiter, et al., Phys. Rev. Lett. 82 (1999) 509.
- [14] M. Leino, et al., Eur. Phys. J. A 6 (1999) 63.
- [15] P.A. Butler, et al., Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 202501.
- [16] R.D. Humphreys, et al., Phys. Rev. C 69 (2004) 064324.
- [17] P. Reiter, et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 032501.
- [18] R.-D. Herzberg, et al., Phys. Rev. C 65 (2001) 014303.
- [19] J.E. Bastin, et al., Phys. Rev. C 73 (2006) 024308.
- [20] A. Chatillon, et al., Private communication.
- [21] P.T. Greenlees, et al., Private communication.
- [22] R.-D. Herzberg, J. Phys. G 30 (2004) R123.
- [23] F.P. Heßberger, et al., Eur. Phys. J. A 22 (2004) 417.
- [24] F.P. Heßberger, et al., Nucl. Instr. and Meth. B 204 (2003) 597.
- [25] F.P. Heßberger, et al., Eur. Phys. J. A 12 (2001) 57.
- [26] M. Asai, et al., Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 102502.
- [27] R.D. Page, et al., Nucl. Instr. and Meth. B 204 (2003) 634.
- [28] A.V. Yeremin, et al., Nucl. Instr. and Meth. B 126 (1997) 329.
- [29] O.N. Malyshev, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 440 (2000) 86.
- [30] A.G. Popeko, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 510 (2003) 371.
- [31] O.N. Malyshev, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 516 (2004) 529.
- [32] S. Agostinelli, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 506 (2003) 250.
- [33] C. Beausang, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 313 (1992) 37.
- [34] F.P. Hessberger, et al., Eur. Phys. J. A 15 (2002) 335.
- [35] R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin, S.Y. Frank Chu, J. Zipkin, Table of Isotopes, Wiley, New York, Chicester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1996.
- [36] I. Rezanka, I.M. Ladenbauer-Bellis, J.O. Rasmussen, Phys. Rev. C 10 (1974) 766.
- [37] M. Leino, et al., Phys. Rev. C 24 (1981) 2370.
- [38] J.F. Cocks and JUROSPHERE Collaboration, J. Phys. G 25 (1999) 839.
- [39] J.J. Ressler, et al., Phys. Rev. C 69 (2004) 034331.
- [40] F.P. Hessberger, S. Hofmann, I. Kojouharov, D. Ackermann, Eur. Phys. J. A 22 (2004) 253.
- [41] T. Kohno, et al., Phys. Rev. C 33 (1986) 392.

Detailed spectroscopy of  $^{249}\text{Fm}$ 

A. Lopez-Martens,<sup>1</sup> K. Hauschild,<sup>1</sup> A. V. Yeremin,<sup>2</sup> A. V. Belozarov,<sup>2</sup> Ch. Briançon,<sup>1</sup> M. L. Chelnokov,<sup>2</sup> V. I. Chepigin,<sup>2</sup> D. Curien,<sup>3</sup> O. Dorvaux,<sup>3</sup> B. Gall,<sup>3</sup> V. A. Gorshkov,<sup>2</sup> M. Guttormsen,<sup>4</sup> F. Hanappe,<sup>5</sup> A. P. Kabachenko,<sup>2</sup> F. Khalfallah,<sup>3</sup> A. Korichi,<sup>1</sup> A. C. Larsen,<sup>4</sup> O. N. Malyshev,<sup>2</sup> A. Minkova,<sup>6</sup> Yu. Ts. Oganessian,<sup>2</sup> A. G. Popeko,<sup>2</sup> M. Rousseau,<sup>3</sup> N. Rowley,<sup>3</sup> R. N. Sagaidak,<sup>2</sup> S. Sharov,<sup>7</sup> A. V. Shutov,<sup>2</sup> S. Siem,<sup>4</sup> A. I. Svirikhin,<sup>2</sup> N. U. H. Syed,<sup>4</sup> and Ch. Theisen<sup>8</sup>

<sup>1</sup>CSNSM, IN2P3-CNRS, F-91405 Orsay Campus, France

<sup>2</sup>FLNR, JINR, Dubna, Russia

<sup>3</sup>IPHC, IN2P3-CNRS, F-67037 Strasbourg, France

<sup>4</sup>Department of Physics, Oslo University, N-0316 Oslo, Norway

<sup>5</sup>Université Libre de Bruxelles, B-1050 Bruxelles, Belgium

<sup>6</sup>Department of Atomic Physics, University of Sofia, BG-1164 Sofia, Bulgaria

<sup>7</sup>Department of Physics, Comenius University, SK-84215, Bratislava, Slovakia

<sup>8</sup>DAPNIA/SPH, CEA-Saclay, France

(Received 10 March 2006; revised manuscript received 19 July 2006; published 4 October 2006)

Excited states in  $^{249}\text{Fm}$  were populated via the  $\alpha$  decay of  $^{253}\text{No}$  and the subsequent decay was observed with the GABRIELA detection system installed at the focal plane of the VASSILISSA recoil separator. The energies, spins, and parities of these states could be established through combined  $\alpha$ ,  $\gamma$ , and conversion-electron spectroscopy. The first members of the ground-state rotational band were identified. Their excitation energies as well as the observation of a cross-over  $E2$  transition confirm the assignment of  $7/2^+$  [624] for the ground state of  $^{249}\text{Fm}$ . Two excited states were also observed and their decay properties suggest that they correspond to the particle excitation  $9/2^-$  [734] and hole excitation  $5/2^+$  [622]. The analysis suggests that the 279-keV transition de-exciting the  $9/2^-$  state has anomalous  $E1$  conversion coefficients.

DOI: [10.1103/PhysRevC.74.044303](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.044303)

PACS number(s): 23.20.Lv, 23.20.Nx, 23.60.+e, 27.90.+b

## I. INTRODUCTION

Elements beyond Fm (proton number  $Z = 100$ ) owe their existence solely to quantal effects. These effects are enhanced when the neutron and proton configurations coincide with shell-like structures that result from the underlying mean field. The predicted stability, deformation and structure of heavy elements is therefore extremely model dependent. A systematic investigation of heavy nuclei with  $Z \geq 100$  is the only way to constrain the models and test their reliability. The study of odd-mass isotopes is particularly revealing since it can give direct information on the nature and sequence of the single-particle states around the Fermi surface.

Structural information on odd- $N$  and odd- $Z$  transfermium nuclei has been obtained essentially from  $\alpha$ -decay studies [1]. The early results of Bemis *et al.* [2] on the decay of  $^{255}\text{No}$  represent the first investigations above proton number  $Z = 100$  where  $\alpha$  spectroscopy with coincident detection of x rays and low-energy photons was used. However, it is only recently that investigations of transfermium elements systematically combine  $\alpha$ -decay studies with  $\gamma$  spectroscopy, making it possible to obtain high-resolution information on nuclear level energies in the daughter nuclei. Such studies have been performed in  $^{251}\text{No}$  [3],  $^{247,249}\text{Fm}$  [4], and  $^{255}\text{Fm}$  [5] and have shed some light on the nature of the first excited states in these nuclei, as well as on the nature of the ground states and isomeric states of their parents. Higher spin states can be accessed via in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy. The recent leap forward in this area is related to the use of efficient

$4\pi$  germanium arrays combined with recoil separators. As an example, the electric quadrupole ( $E2$ ) transitions de-exciting the high-spin members of an excited rotational band in  $^{253}\text{No}$  [6] were observed using Gammasphere [7] and the FMA [8]. The small interband  $M1$  branch responsible for the observation of the rotational band suggests that the configuration of the band most likely is the  $7/2^+$  [624] neutron orbital stemming from the  $g_{9/2}$  spherical orbital. The odd- $Z$  isotopes  $^{251}\text{Md}$  [9] and  $^{255}\text{Lr}$  [10] have also been studied in a similar way with Jurogam and the RITU spectrometer [11] at Jyväskylä. Further, less ambiguous information on the spin and parity of nuclear levels can be obtained by internal-conversion-electron spectroscopy, especially since internal conversion can compete with, and even dominate, electromagnetic radiation in this mass region.  $\alpha$  spectroscopy combined with  $\gamma$  and conversion-electron spectroscopy has been carried out in  $^{249}\text{Fm}$  [12] and  $^{253}\text{Fm}$  [13]. In the latter case, the observed sequence of excited states in  $^{253}\text{Fm}$  and their corresponding population from the ground state of  $^{257}\text{No}$  suggest that  $^{257}\text{No}$  breaks the  $N = 155$  isotonic trend in that its ground state is assigned to be the  $3/2^+$  [622] configuration instead of the  $7/2^+$  [613]. In the case of  $^{249}\text{Fm}$ ,  $\gamma$  rays and conversion electrons were observed by Herzberg *et al.* [12] and the decay of an excited state assigned to the  $9/2^-$  [734] configuration was identified. However, no other excited states were directly observed and no values for the conversion coefficients of the identified transitions were given in Ref. [12]. We report here on a new measurement involving the detection of  $\gamma$  rays and internal-conversion electrons in the decay of excited states in  $^{249}\text{Fm}$ .

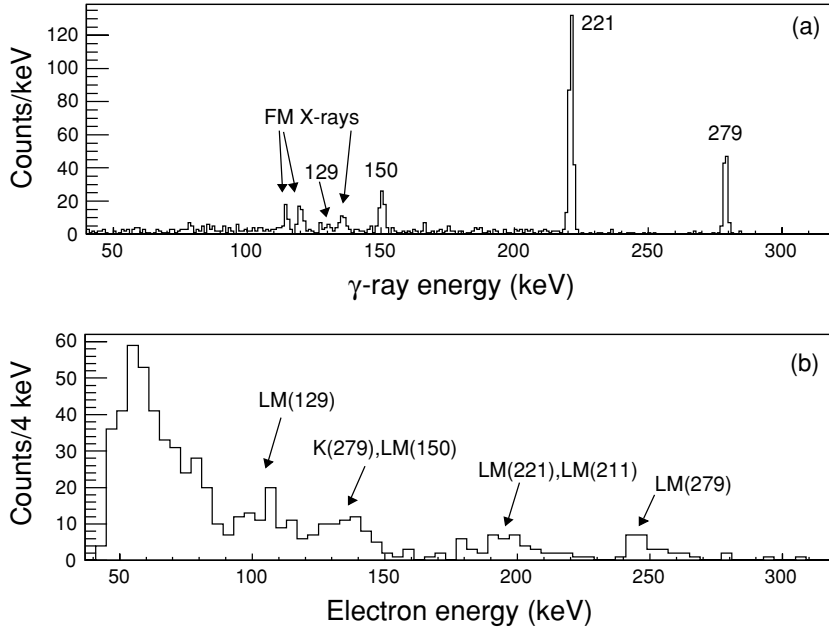


FIG. 1. (a) Compton-suppressed energy spectrum of  $\gamma$  rays detected in prompt coincidence with the  $^{253}\text{No}$   $\alpha$  decay. (b) Energy spectrum of conversion electrons following the  $\alpha$  decay of  $^{253}\text{No}$ .

## II. EXPERIMENTAL TECHNIQUES AND RESULTS

Excited states in  $^{249}\text{Fm}$  were populated via the  $\alpha$  decay of  $^{253}\text{No}$ , which was produced in the reaction  $^{207}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$ . The  $0.7\text{-}\mu\text{A}$   $^{48}\text{Ca}$  beam was provided by the U400 cyclotron of the FLNR, JINR, Dubna. The  $350\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$  PbS targets were mounted on a rotating target frame to avoid melting of the target. The fusion-evaporation residues [mainly the two-neutron-evaporation channel ( $2n$ ) into  $^{253}\text{No}$  but also the  $1n$  and  $3n$  channels into  $^{254}\text{No}$  and  $^{252}\text{No}$ , respectively] were transported by the VASSILISSA separator [14,15] and implanted into the stop detector of the GABRIELA detection system [16] installed at the focal plane of the separator. The energy calibration of the backward electron detectors (tunnel) was performed by producing and implanting  $^{207}\text{Rn}$  recoils in an isomeric state that is known to decay via internal-conversion-electron emission [17]. In this way, correction could be made for the energy loss of the electrons in the stop detector. From detailed simulations of the GABRIELA setup [16], it is estimated that the energy deposition in the stop detector by electrons that escape backward is less than 3 keV for electron energies ranging from 50 to 300 keV and for an average implantation depth of  $2\text{ }\mu\text{m}$ .

From their decay properties, it is difficult to distinguish  $^{253}\text{No}$  from  $^{254}\text{No}$  recoils: Their lifetimes differ only by a factor of  $\sim 2$  (96 and 55 s, respectively) and the energy of the  $^{254}\text{No}$   $\alpha$  decay (8.1 MeV) coincides with the energy range of the  $^{253}\text{No}$   $\alpha$  group. From previously measured  $1n$  and  $2n$  excitation functions, it was not possible to determine how much  $^{254}\text{No}$  was actually produced in the reaction since the uncertainty in the measurement of the beam energy was of the order of 1.5 MeV. Nevertheless, the presence of  $^{254}\text{No}$  does not affect the analysis described here since, during a dedicated run with a  $^{208}\text{Pb}$  target, the ground state of  $^{254}\text{No}$  was observed to decay mainly to the ground state of  $^{250}\text{Fm}$  with no coincident emission of  $\gamma$  rays or conversion electrons. However, the

presence of  $^{254}\text{No}$  makes it impossible to determine the absolute branching ratios from the ground state of  $^{253}\text{No}$  to the levels in  $^{249}\text{Fm}$ .

### A. $\gamma$ and electron spectroscopy

A total of 10,500  $\alpha$  particles from the decay of  $^{253,254}\text{No}$  were detected during the experiment. No delayed  $\gamma$  or electron emission following the  $\alpha$  decay of  $^{253}\text{No}$  was observed. The spectra of  $\gamma$  rays and conversion electrons detected in prompt coincidence with the  $^{253}\text{No}$   $\alpha$  emission are shown in Fig. 1. In the top panel of Fig. 1, three  $\gamma$  lines at 150, 221, and 279 keV are clearly visible as well as Fm x rays at 115, 121, and 136–141 keV. No coincidences between the most intense lines at 221 and 279 keV are observed, which means that they do not form a cascade. The electron spectrum shows structures around 55, 65, 80, 100, 135, 200, and 250 keV. In the  $\gamma$ -electron matrix of Fig. 2, low-energy electrons of  $\sim 55$  keV are observed to be in coincidence with the 150- and 221-keV  $\gamma$  transitions and  $\sim 70$ -keV electrons are coincident with the 150-keV transition. The singles spectrum of  $\gamma$  rays observed in this work is similar to those observed in the experiments performed by Hessberger *et al.* [4] and by Herzberg *et al.* [12].

### B. $\alpha$ - $\gamma$ spectroscopy

Figure 3(b) shows the prompt  $\alpha$ - $\gamma$  correlations detected in the experiment. At first sight, it seems that the 279- and 221-keV  $\gamma$  rays are correlated to different  $\alpha$  decays of  $^{253}\text{No}$ . This is more clearly shown in Figs. 4(a) and 4(b), where the energy spectra of the  $\alpha$  particles in coincidence with both  $\gamma$  rays are displayed: The  $\alpha$ -particle energy spectrum in coincidence with the 221-keV  $\gamma$  ray is shifted by approximately



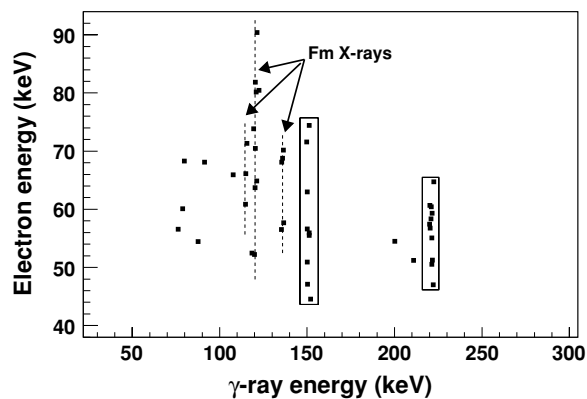


FIG. 2.  $\gamma$ -electron coincidence matrix. The conversion electrons detected in coincidence with the 150- and 221-keV  $\gamma$  rays are surrounded by boxes.

50 keV compared to the one in coincidence with the 279-keV transition.

This effect can be explained by the fact that the 221-keV  $\gamma$  ray is in coincidence with a highly converted transition. The energies of the internal-conversion electrons and associated x rays and Coster-Kronig and Auger electrons emitted in the internal-conversion process are summed (totally or partially) with the  $\alpha$ -particle energy in the implantation detector. This explanation is verified with the energy spectrum of  $\alpha$  particles detected in coincidence with the 221-keV  $\gamma$  ray as well as with a conversion electron in the tunnel [see Fig. 4(c)]. The statistics are poor, but it is clear that the centroid of the distribution of counts lies at lower energies than when no coincident electron is required [Fig. 4(b)].

From Fig. 4(a), the energy of the  $\alpha$  particle populating the 279-keV transition is extracted to be 8003(5) keV. If the highest energy peak at 8280(10) keV in the  $\alpha$  spectrum shown in Fig. 3(a) is assumed to populate the ground state of  $^{249}\text{Fm}$ , then the 279-keV transition must be a transition to the ground state of  $^{251}\text{Fm}$ .

If the 221-keV  $\gamma$  ray is also fed by the 8003(5)-keV  $\alpha$  decay, the summing effects discussed earlier are due to

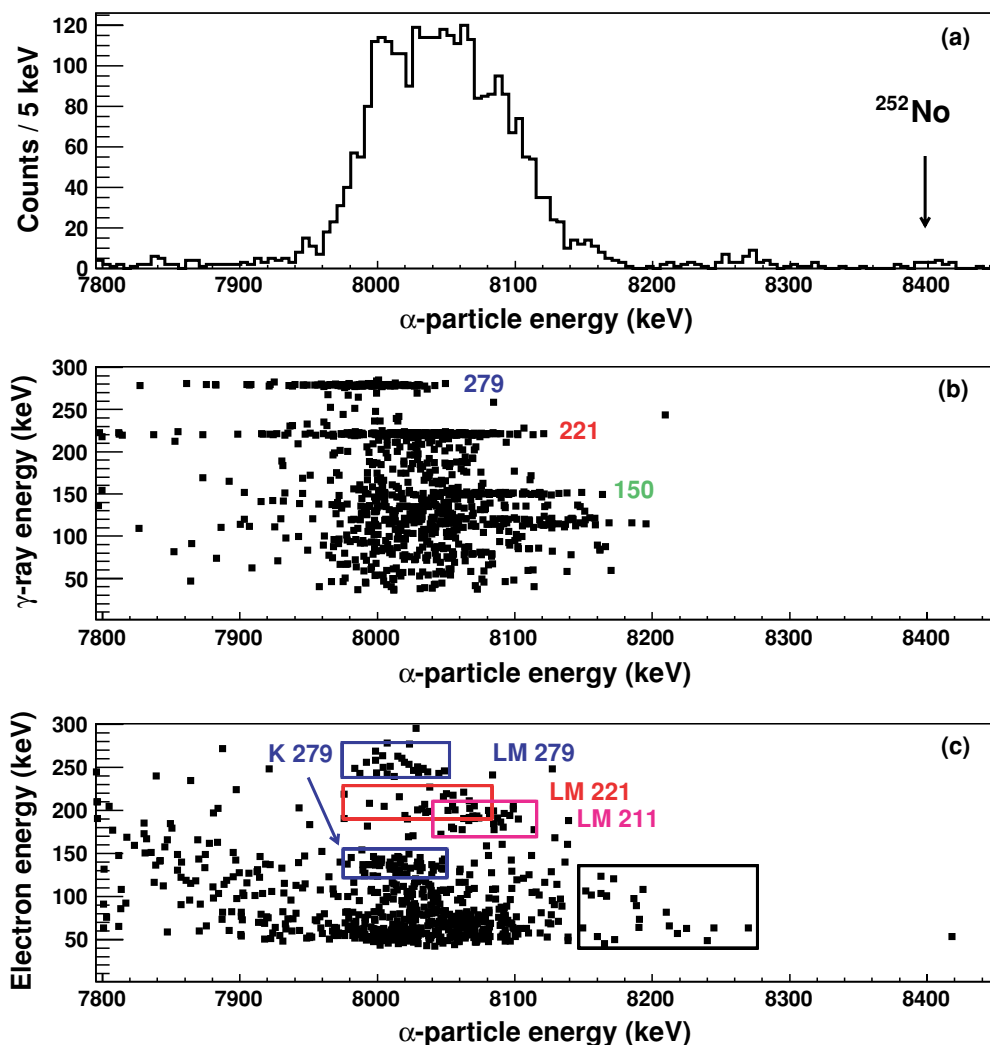


FIG. 3. (Color online) (a) Energy spectrum of recoil-position-correlated  $\alpha$  particles. (b) Spectrum of prompt  $\alpha$ - $\gamma$  and (c)  $\alpha$ -electron coincidences as a function of  $\alpha$ -particle energies and  $\gamma$ -ray or conversion-electron energies. The boxes are to guide the eye (see text).

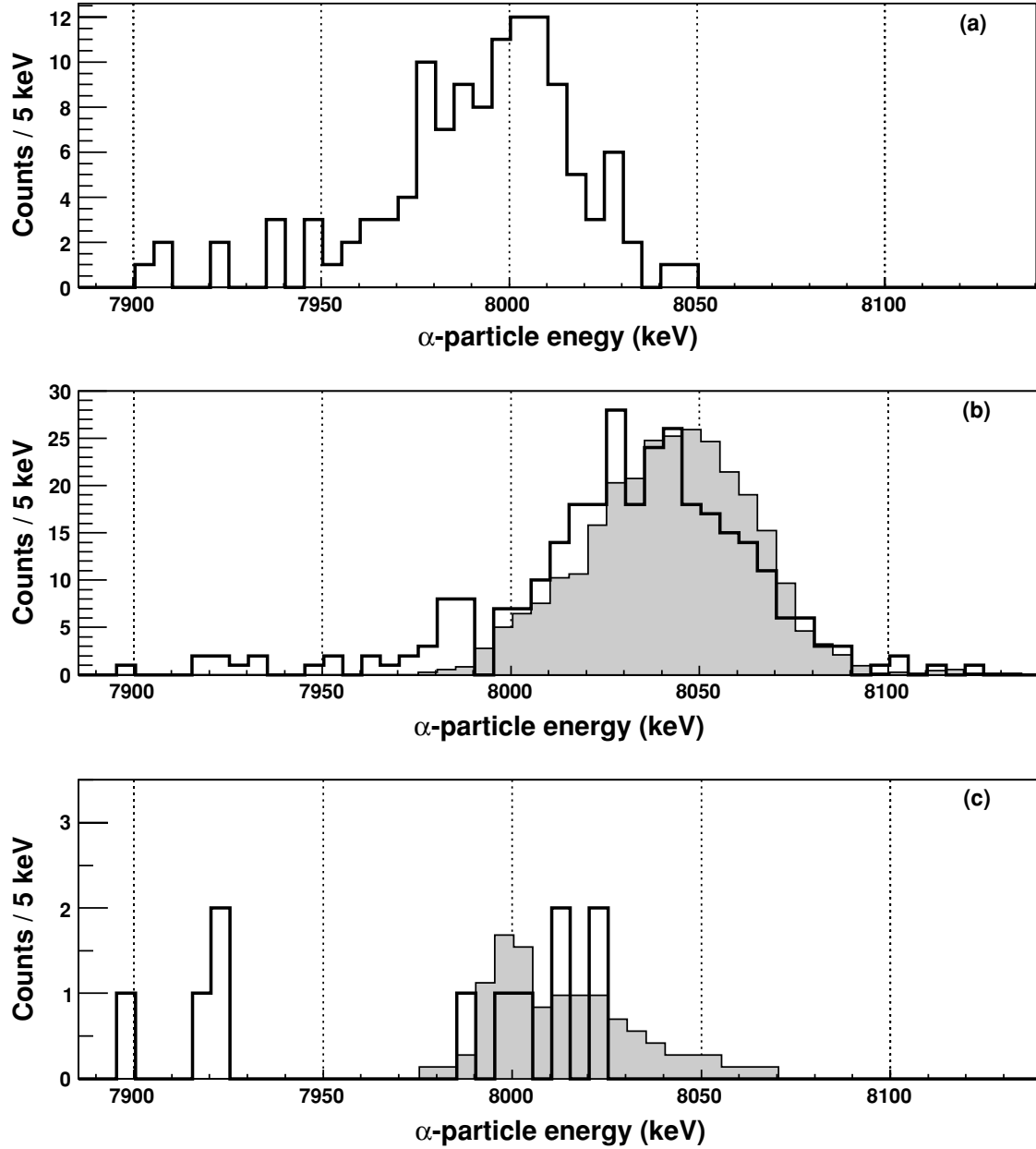


FIG. 4. Energy spectrum of  $\alpha$  particles detected in coincidence with (a) the 279-keV  $\gamma$  ray, (b) the 221-keV  $\gamma$  ray, and (c) the 221-keV  $\gamma$  ray with the extra requirement that an electron is detected in the tunnel detector. The shaded histograms in panels (b) and (c) represent the result of GEANT4 Monte Carlo simulations.

the conversion of a 58-keV transition. This fits well with the fact that  $\sim 55$ -keV electrons are detected in coincidence with the 221-keV  $\gamma$  ray (see Fig. 2). To verify this scenario, GEANT4 Monte Carlo simulations [18] were performed. In these simulations, recoils are implanted at a depth of  $2\ \mu\text{m}$  into the stop detector. Conversion electrons and subsequent x-ray and Auger electrons are emitted by the recoils into  $4\pi$  and detected either in the stop detector or in the tunnel detectors. The relevant fluorescence yields for vacancies in the  $K$  and  $L$  atomic shells are taken from Ref. [19]. The x-ray energies are determined from differences between the corresponding atomic-shell binding energies and x-ray intensities per  $K$ - or  $L$ -shell vacancies are taken from Refs. [19,20]. The

simulation of the multiple processes stemming from the creation of vacancies in the  $M$  and higher atomic shells is performed via the emission of a single electron carrying all the remaining energy. This is a valid approximation since, for  $^{249}\text{Fm}$  ( $Z = 100$ ), the remaining energy is less than the binding energy of the  $M$  shell ( $< 8$  keV) and therefore always fully absorbed in the stop detector. The resolution of the stop detector is taken to be 30 keV. Knowledge of the multipolarity of the 58-keV transition is not crucial, since  $L$  conversion is the dominant process for  $E1$ ,  $E2$ , and  $M1$  transitions. Furthermore, although the fluorescence yield of the  $L1$  shell is half that of the  $L2$  and  $L3$  shells, this lack of x-ray yield is compensated by a large Coster-Kronig probability leading to

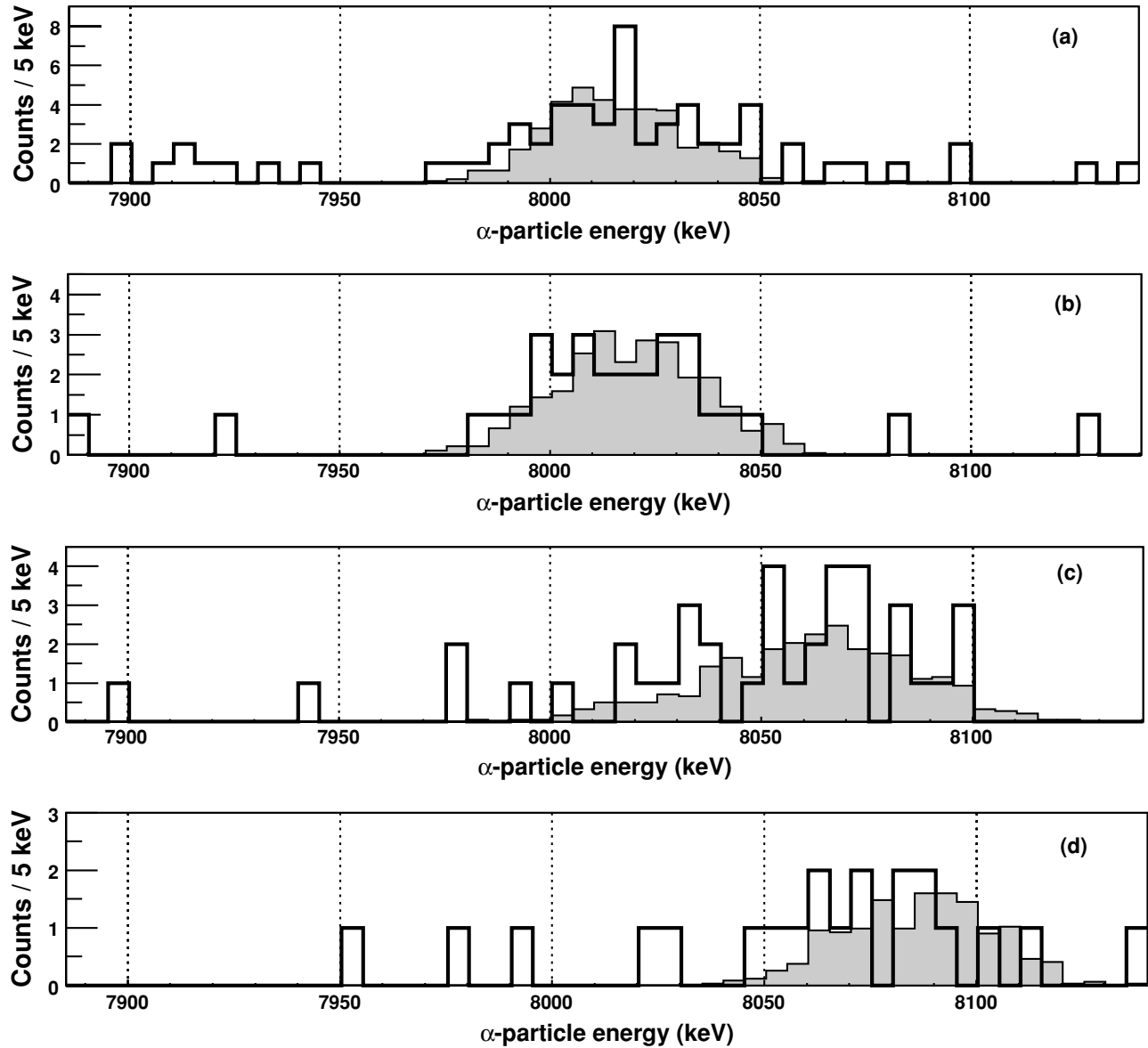


FIG. 5. Energy spectrum of  $\alpha$  particles detected in coincidence with (a) the  $K$ -conversion electrons of the 279-keV transition, (b) the  $LMN$ -conversion electrons of the 279-keV transition, (c) the  $LMN$ -conversion electrons of the 221-keV transition, and (d) the  $LMN$ -conversion of the 211-keV transition. In each panel, the shaded histogram corresponds to the simulated  $\alpha$ -particle energy spectrum.

$L3$  vacancies. For vacancies in the  $K$  shell, the fluorescence yield is taken to be 1.

The results of the simulation for the  $\alpha$ -particle energy spectrum detected in coincidence with the 221-keV  $\gamma$  ray and for the  $\alpha$ -particle energy spectrum detected in coincidence with the 221-keV  $\gamma$  ray and with electrons of energy higher than 40 keV (as in the experiment) are displayed as shaded histograms in Figs. 4(b) and 4(c). Given the uncertainties of up to  $\sim 20\%$  in the fluorescence yields in heavy elements, there is a qualitatively good agreement between the simulations and the experimental data. This consistency supports the picture in which both the 279- and 221-keV transitions are correlated to the same  $\alpha$  particle, which feeds a level in  $^{251}\text{Fm}$  at 279-keV excitation energy.

In Refs. [4,12], it was suggested that the 150-keV transition also depopulates the 279-keV level. This would imply the existence of a state at 129-keV excitation, which decays to the 58-keV level via a 71-keV transition. This scenario is confirmed by the fact that the 150-keV line is coincident with  $\sim 55$ - and  $\sim 70$ -keV electrons and by the presence of a structure at 100 keV in the electron singles spectrum of Fig. 1(c). This structure corresponds to the  $LMN+$  conversion of a 129-keV transition, which is barely visible in the singles  $\gamma$ -ray spectrum just below the  $\text{Fm } K_{\beta}$  x rays at  $\sim 136$  keV. Furthermore, there is direct population of the 58- and 129-keV levels in the  $\alpha$  decay of  $^{253}\text{No}$  since  $\alpha$ -electron coincidences are recorded at the expected electron and  $\alpha$ -particle energies [see the box in Fig. 3(c) at  $\alpha$ -particle energies larger than 8150 keV].



As discussed previously, because of summing in the stop detector, part of the coincident  $\alpha$  particles will be detected with apparent energies higher than the true energies.

### C. $\alpha$ -electron spectroscopy

The electron structure visible at the highest energies in Fig. 1(b) is most probably the  $LMN+$  conversion of the 279-keV transition since the energy difference between it and 279 keV is similar to the average binding energy of the  $L$  and  $M$  atomic shells in  $^{251}\text{Fm}$ . The  $\alpha$ -particle energy spectrum in coincidence with these electrons is shown in Fig. 5(b). The result of the Monte Carlo simulation assuming that these electrons do indeed correspond to the  $LMN+$  conversion of the 279-keV transition is also displayed and supports the assignment of the 250-keV electron structure to the  $LMN+$  conversion of the 279-keV transition.

$K$ -conversion electrons of the 279-keV transition are expected to have energies around 137 keV. In Fig. 3(c), a cluster of electrons is clearly visible at electron energies between 120 and 150 keV. The energies of the  $\alpha$  particles in coincidence with this cluster of electrons is shown in Fig. 5(a) together with the output of the corresponding GEANT4 simulation. The simulation of the energy deposition in the stop detector by  $x$  rays and auger electrons following the  $K$  conversion of the 279-keV transition describes the experimental data well. There is some intensity at  $\alpha$ -particle energies greater than 8050 keV, which is not accounted for by the simulation. This contamination is due to the  $LMN$  conversion of the 150-keV transition. However, since the 150-keV  $\gamma$ -ray line is mainly coincident with  $\alpha$  particles of energies greater than 8050 keV [see Fig. 3(b)], the corresponding  $LMN$ -conversion electrons should not contribute significantly to the experimental spectrum of Fig. 5(a) below 8050 keV.

The  $LMN$ -conversion electrons associated with the 221-keV transition should have energies between 190 and 220 keV. One might be tempted to associate the 200-keV electron structure to the  $LMN$  conversion of the 221-keV transition. However, by inspection of the singles electron spectrum of Fig. 1(b), the electron structure at 200 keV is seen to extend down to energies lower than expected for the  $LMN+$  conversion of a single transition of 221 keV given the experimental resolution of  $\sim 10$ – $12$  keV. Furthermore, the boxes drawn in Fig. 3(c) at electron energies around 200 keV reveal that the lower-energy part of the 200-keV electron structure is in coincidence with higher-energy  $\alpha$ -particles than the higher-energy part of the electron structure.

The energy spectrum of the  $\alpha$  particles in coincidence with the higher energy electrons ( $>190$  keV) is displayed in Fig. 5(c). It coincides well with the simulation of the 221- to 58-keV cascade requiring the detection of the  $LMN$ -conversion electrons of the 221-keV transition in the tunnel detectors.

The energy spectrum of  $\alpha$  particles in coincidence with the lower energy part of the electron structure (which is displaced by  $\sim 10$  keV with respect to the higher energy part) is shown in Fig. 5(d). It is best described as the conversion of a single 211(5)-keV transition to the ground state of  $^{251}\text{Fm}$  in coincidence with an  $\alpha$  particle of 8070(10) keV.

### D. Internal-conversion coefficients

Given that absolute efficiencies for detecting  $\gamma$  rays and electrons were measured for GABRIELA [16], internal-conversion coefficients could be extracted for the 129-, 150-, 211-, 221-, and 279-keV  $\gamma$  lines. These experimental values were then compared to the theoretical values for  $E1$ ,  $E2$ , or  $M1$  transitions obtained with a computer program based on Refs. [21,22]. In the transition-energy range of interest, no important differences were found between the theoretical coefficients of [21,22] and the more recent values tabulated in [23]. The precision of the measurement of the  $LMN+$ -conversion coefficient does not allow a discrimination between  $M1$  or  $E2$  character for the 129-keV transition; however, from the distribution of intensity within the 100-keV electron structure, it is likely that the 129-keV transition is mostly of  $E2$  nature since  $\alpha_{L2} > \alpha_{L3} > \alpha_{L1}$ . The conversion coefficients for the 129-, 150-, 211-, 221-, and 279-keV transitions are presented in Fig. 6. Two counts are recorded at  $\gamma$ -ray energies  $\sim 211$  keV and  $\alpha$  energies between 8050 and 8090 keV, which allows for an estimation of the  $LMN+$ -conversion coefficient of the 211-keV transition. A value of 2.8(2.2) is found, which indicates that the 211-keV transition is very probably an  $M1$ , or an  $E2$ , or a mixed  $M1$ - $E2$  transition. The  $E1$  character of the 150- and 221-keV transitions is firmly established and is

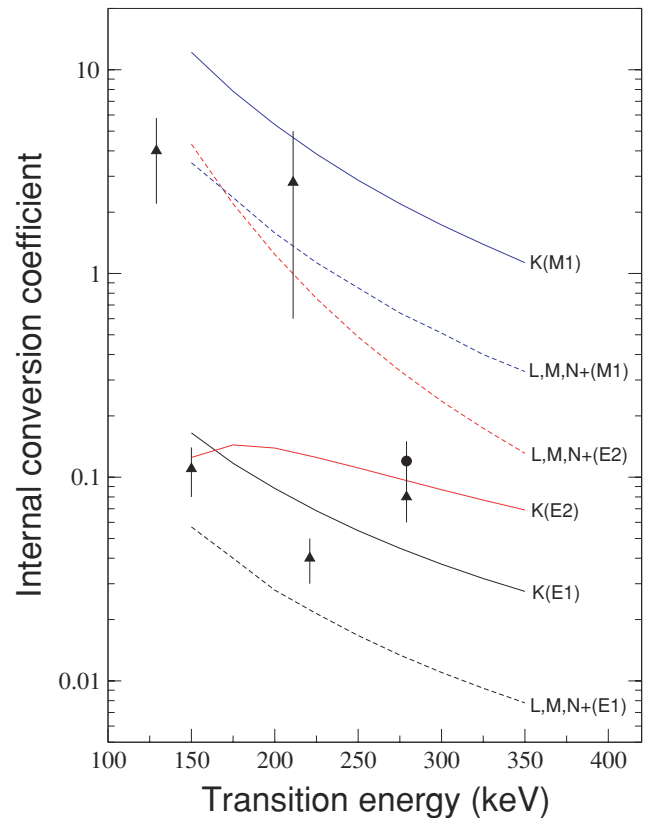


FIG. 6. (Color online) The theoretical internal-conversion coefficients (lines) for Fm isotopes as a function of transition energy based on Ref. [21] for  $K$ ,  $L$ , and  $M$  and on Ref. [22] for  $N+$ . The filled triangles correspond to the experimentally determined  $LMN+$  coefficients and the filled circle is the  $K$ -conversion coefficient measured for the 279-keV transition.

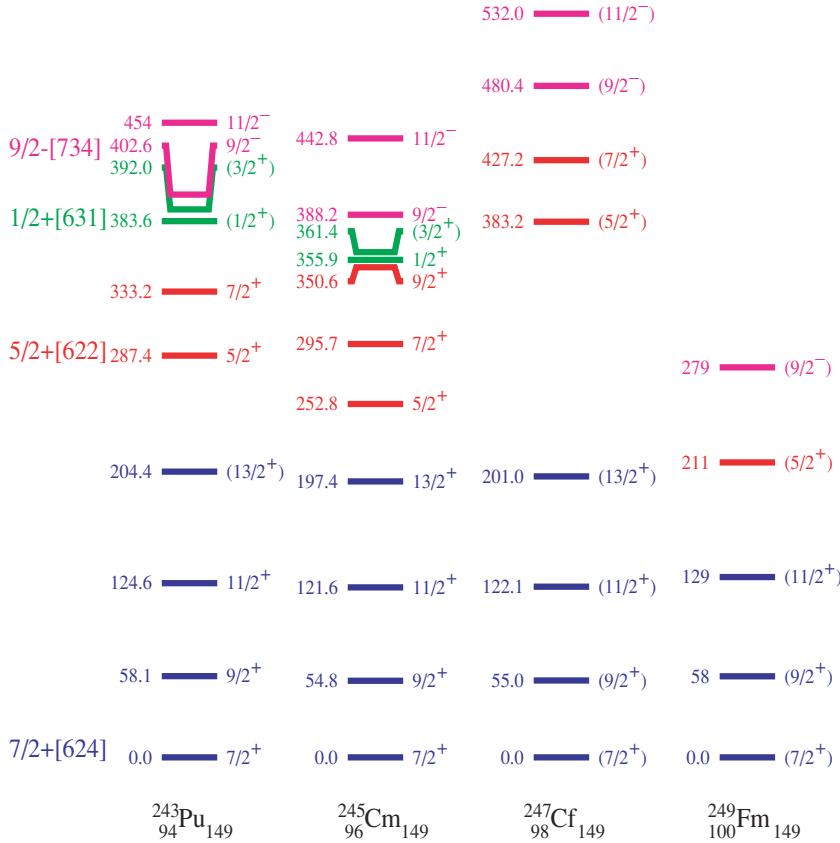


FIG. 7. (Color online) Experimental systematics of low-lying levels in  $N = 149$  isotones taken from [31] and based on the present data.

consistent with the conclusion of previous work [4,12]. The picture, however, is not quite as clear-cut for the 279-keV transition since the  $K$ - and  $LMN$ -conversion coefficients are systematically much higher than the theoretical values for  $E1$  transitions.

A possible explanation for the large  $E1$  conversion of the 279-keV transition could be the large conversion of a weak  $\gamma$  transition of similar energy. However, such anomalous  $E1$  conversion is not uncommon in heavy deformed nuclei (cf. Appendix D of Ref. [24] and references therein). This phenomenon occurs in the case of transitions for which the  $\gamma$ -ray matrix element is inhibited while the usually negligible penetration matrix elements are not and may therefore produce sizable deviations from the tabulated internal-conversion coefficients [25,26]. To disentangle these two scenarios, it is useful to examine the x rays detected in coincidence with the  $^{253}\text{No}$   $\alpha$  decay. The x-ray intensity observed in Fig. 1(a) is of the order of a factor 2.0(0.3) higher than the expected x-ray intensity from the  $K$  conversion of the 150-, 221-, and 279-keV transitions, assuming they are all  $E1$  transitions and taking the theoretical  $K$ -conversion coefficients. Such a high x-ray intensity can also be deduced from the large values of the upper limits for the  $K$ -conversion coefficients shown in Table 1 of Ref. [4]. If one takes the measured  $K$ -conversion coefficient for the 279-keV transition, the x-ray intensity is still 1.5(0.3) times higher than what it should be. However, if the  $K$  conversion of the 211-keV transition is taken into account, assuming it is mainly an  $M1$  transition, the discrepancy between the emitted number of  $K$  electrons and the emitted number of x rays practically vanishes. This observation supports the anomalous

$E1$  conversion of the 279-keV transition as well as the presence of the 211-keV transition.

### III. DISCUSSION

For relatively low energy levels of odd-mass deformed nuclei, the component of the total angular momentum  $I$  on the symmetry axis,  $K$ , is equal to  $\Omega$ , the projection of the angular momentum of the odd particle. Furthermore, on top of each intrinsic state, a rotational band with spin sequence  $K, K+1, K+2, \dots$  can be built. In the case of  $K \neq 1/2$ , the excitation energy of the band member of spin  $I$  is given by  $E(I) = E_0 + \hbar^2/2\mathfrak{I} I(I+1)$ , where  $E_0$  is the bandhead energy and  $\mathfrak{I}$  is the nuclear moment of inertia about an axis perpendicular to the symmetry axis [27]. The energy spacing between the band member of spin  $I$  and the bandhead is given by  $\Delta E(I) = \hbar^2/2\mathfrak{I} [I(I+1) - K(K+1)]$ .

The 279-keV level in  $^{249}\text{Fm}$  decays to the ground state and to two excited states at 58 keV and 129 keV, respectively. If these states are interpreted as being the first members of the ground-state rotational band, values of  $\hbar^2/2\mathfrak{I} = 6.6(1)$  keV and  $K = 3.4(3)$  can be obtained. A ground state with  $K = 7/2$  fits well with the systematics of  $N = 149$  isotones (shown in Fig. 7) for which the  $7/2^+[624]$  Nilsson state is or is expected to be the ground state. Furthermore, as mentioned in the Introduction, the predicted magnetic moment of such a neutron configuration [28] is the most favorable in the region for the observation of cross-over  $\Delta I = 2$  transitions such as the 129-keV transition (for which the associated gyromagnetic

factor  $g_k$  is positive whereas it is negative for the other orbitals lying close to the Fermi surface). By using the theoretical total conversion coefficient for the 150-keV transition and the experimentally determined  $LMN$ -conversion coefficient of the 129-keV transition, a ratio of 1.6(0.3) is obtained for the  $M1/E2$  intensity ratio at the  $11/2^+$  level of the ground-state band. If the theoretical conversion coefficient for the 129-keV transition is used, a ratio of 0.4(0.4) is extracted. By assuming an axial elongation of  $\beta = 0.27$  for  $^{249}\text{Fm}$ , these values correspond to the gyromagnetic factors  $g_K = +0.2$  and  $g_K = +0.3$ , respectively. These numbers compare well with  $g_k = +0.25$ , which is obtained for the  $7/2^+[624]$  configuration with the model of Ref. [29]. A negative gyromagnetic factor would lead to an intensity ratio greater than 6.

Since the  $E1$  nature of the 279-keV transition, which decays to the  $7/2^+$  ground state of  $^{249}\text{Fm}$ , has been established, the 279-keV level must have negative parity. This negative-parity state also decays via a firmly established  $E1$  transition to the second member of the ground-state rotational band with spin  $9/2$  and its decay to the third member of spin  $11/2$  is also of  $E1$  nature. The 279-keV level must therefore be a  $9/2^-$  state and is assigned a  $9/2^- [734]$  configuration because it is the only  $9/2^-$  neutron single-particle state in this region. Since the  $\alpha$  decay of  $^{253}\text{No}$  strongly favors this  $9/2^-$  state, the ground state of  $^{253}\text{No}$  must also have a  $9/2^- [734]$  configuration. This is indeed what is predicted by most models [28–30] and follows the trend of the  $N = 151$  isotones.

From systematics of the  $N = 149$  isotones, one expects the presence of a low-lying  $5/2^+[622]$  hole state. In  $^{243}\text{Pu}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ , and  $^{247}\text{Cf}$ , this state is sizeably populated in the  $\alpha$  decay of the respective parent nuclei (2.0%, 3.3%, and 1.8%, respectively [31]) and decays to the  $7/2^+$  ground state via an  $M1$  transition. Our interpretation of the available data is that the 211-keV transition corresponds to this  $M1$  transition. The results obtained in this work are summarized in the decay scheme of Fig. 8.

The decay intensity out of the  $5/2^+$  state represents 4.9(1.5)% of the decay intensity out of the  $9/2^-$  state. To obtain estimates of the magnitude of the hindrance factors for the  $\alpha$  decay to the  $9/2^-$  and  $5/2^+$  states, two approximations need to be made. First, the fraction of the intensity out of the  $9/2^-$  state that comes from the feeding from the  $11/2^-$  state (which should be populated in the  $\alpha$  decay of  $^{253}\text{No}$  but whose decay we do not observe in this experiment) is neglected. Second, roughly half the intensity out of the  $5/2^+$  state is taken to come from feeding from the other members of the  $5/2^+[622]$  band, as is the case in the other isotones. In these conditions, the hindrance factors are found to be 1.2(0.5) for the  $9/2^-$  state and 82(25) for the  $5/2^+$  state in the case of 80(20)%  $\alpha$  branching ratio, 90% feeding of the  $9/2^-$  state, and a  $Q$  value of 8.4(2) MeV. The hindrance factors for the  $\Delta l = 2\hbar$  and  $\Delta\pi = -1$   $\alpha$  decay to the  $5/2^+$  state in the lighter isotones are 365 ( $^{243}\text{Pu}$ ), 237 ( $^{245}\text{Cm}$ ), and 207 ( $^{247}\text{Cf}$ ). One would therefore expect a hindrance factor above 100 in  $^{249}\text{Fm}$ . However, there is experimental evidence for a much more significant  $\beta$ -decay branch in  $^{253}\text{No}$  [32] than the currently tabulated value, and this will have the effect of increasing the hindrance factors.

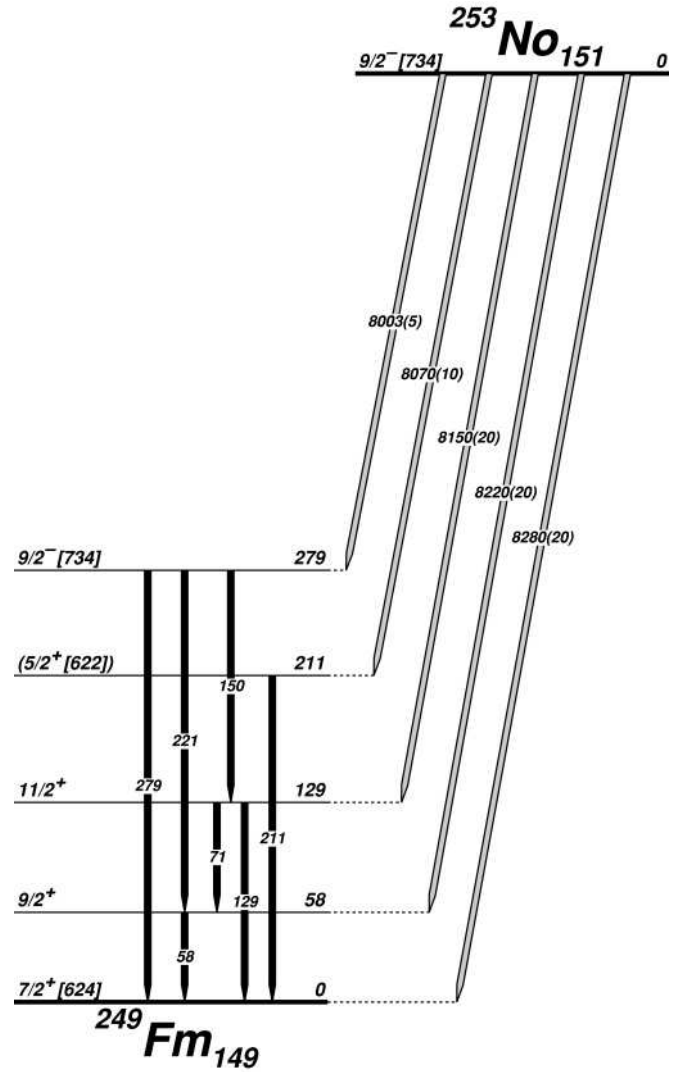


FIG. 8. Partial level scheme of  $^{249}\text{Fm}$  sampled in the  $\alpha$  decay of  $^{253}\text{No}$ .

Most theoretical models predict that the first excited states in  $^{249}\text{Fm}$  are the  $9/2^-$  and  $5/2^+$  states. However, the predicted ordering of these states and the excitation energy of the  $5/2^+$  state do not correspond to what is found experimentally. The situation is even more flagrant in the  $N = 151$  isotones  $^{247}\text{Cm}$  and  $^{249}\text{Cf}$ , where, even with two neutrons more, the  $5/2^+$  hole excitation is still experimentally found to be the first excited state above the  $9/2^- [734]$  ground state, below the  $7/2^+[624]$  excited state. Some of the properties of the  $5/2^+$  state, and in particular its low excitation energy, have been interpreted as a consequence of the presence of a low-lying  $K = 2^-$  octupole phonon state. This state, which has been observed at a record low excitation energy of 593 keV in  $^{248}\text{Cf}$  [33], is viewed as the superposition of two quasiparticle states, mainly the  $\{7/2^+[633]\pi \otimes 3/2^- [512]\pi\}$  and  $\{5/2^+[622]\nu \otimes 9/2^- [734]\nu\}$  configurations [34]. The coupling of the  $K = 2^-$  phonon with the  $9/2^-$  particle state gives rise to a particle-phonon  $5/2^+$  state, which interacts with the  $5/2^+$  hole state and pushes it down to lower excitation energies. Through this interaction, the  $5/2^+$  state acquires a phonon content, which

has been inferred from the measured  $B(E3)$  value to the  $9/2^-$  state in  $^{247}\text{Cm}$  [35] and measured with the  $(d, d')$  reaction in  $^{249}\text{Cf}$  [33]. Octupole vibration-particle mixing together with Coriolis mixing may explain why the observed  $E1$  branching ratios from the  $9/2^-$  state to the members of the ground-state rotational band are found to strongly violate Alaga's rules [36]. Such mixing may also be responsible for an increased hindrance of the 279-keV  $E1$   $\gamma$  transition, which in turn leads to anomalous internal conversion.

In conclusion, excited states in  $^{249}\text{Fm}$  have been populated and characterized by means of combined  $\alpha$ ,  $\gamma$ , and conversion-electron spectroscopy. The first members of the rotational band built on the  $7/2^+[624]$  ground state have been observed, as well as an excited  $9/2^-$  state at 279 keV and a  $5/2^+$  state at 211 keV. The resulting partial level scheme is found to follow the systematics of the  $N = 149$

isotones. The data suggest that the 279-keV  $9/2^-[734] \rightarrow 7/2^+[624]$  transition has anomalous  $E1$   $K$ - and  $LMN$ -conversion coefficients. This phenomenon also occurs in the lighter isotones  $^{245}\text{Cm}$  and  $^{247}\text{Cf}$ , which have been studied with more statistics and with better electron-energy resolution, and needs further investigation.

## ACKNOWLEDGMENTS

The GABRIELA project is jointly funded by JINR (Russia) and IN2P3/CNRS (France). Work at FLNR was performed partially under the financial support of the Russian Foundation for Basic Research, Contract No. 05-02-16198 and JINR-BMBF (Germany), JINR-Polish, and JINR-Slovak Cooperation Programmes. Financial support from the Norwegian Research Council is acknowledged.

- 
- [1] R. B. Firestone, V. S. Shirley, C. M. Baglin, S. Y. F. Chu, and J. Zipkin, *Table of Isotopes*, 8th ed. (John Wiley & Sons, New York, 1996).
  - [2] C. E. Bemis Jr. *et al.*, Chemistry division annual progress report, ORNL-4706 UC4-Chemistry (1971) 62.
  - [3] F. P. Hessberger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **12**, 57 (2001).
  - [4] F. P. Hessberger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **22**, 417 (2004).
  - [5] I. Ahmad, R. R. Chasman, and P. R. Fields *Phys. Rev. C* **61**, 044301 (2000).
  - [6] P. Reiter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 032501 (2005).
  - [7] I. Y. Lee, *Nucl. Phys.* **A520**, c641 (1990).
  - [8] C. N. Davies *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **70**, 358 (1992).
  - [9] P. Greenlees *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **25**, s1599 (2005); A. Chatillon *et al.*, Ph.D. thesis, University of Lyon I-Claude Bernard, France (2005).
  - [10] P. T. Greenlees *et al.*, *Fusion06*, AIP Conference Proceedings, Vol. 853, 416 (2006).
  - [11] M. Leino *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **99**, 653 (1995).
  - [12] R.-D. Herzberg, *J. Phys. G* **30**, R123 (2004).
  - [13] M. Asai *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 102502 (2005).
  - [14] O. N. Malyshev *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **440**, 86 (2000).
  - [15] O. N. Malyshev *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **516**, 529 (2004).
  - [16] K. Hauschild *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **560**, 388 (2006).
  - [17] I. Rezanka *et al.*, *Phys. Rev. C* **10**, 766 (1974).
  - [18] S. Agostinelli *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
  - [19] M. O. Krause, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**, 307 (1979).
  - [20] S. I. Salem, S. L. Panossian, and R. A. Krause, *At. Data Nucl. Data Tables* **14**, 91 (1974).
  - [21] R. S. Hager and E. C. Seltzer, *Nucl. Data A* **4**, 1 (1968).
  - [22] O. Dragoun, H. C. Pauli, and F. Schmutzler, *Nucl. Data A* **6**, 235 (1969).
  - [23] I. M. Band, B. Trzhaskovskaya, C. W. Nestor, P. O. Tikkanen, and S. Raman *At. Data Nucl. Data Tables* **81**, 1 (2002).
  - [24] R. R. Chasman, I. Ahmad, A. M. Friedman, and J. R. Erskine, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 833 (1977).
  - [25] S. G. Nilsson and J. Rasmussen, *Nucl. Phys.* **5**, 617 (1958).
  - [26] E. L. Church and J. Weneser, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **10**, 193 (1960).
  - [27] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2 (W. A. Benjamin Inc., New York, 1969).
  - [28] M. Bender *et al.*, *Nucl. Phys.* **A723**, 354 (2003).
  - [29] S. Cwiok, S. Hofmann, and W. Nazarewicz, *Nucl. Phys.* **A573**, 333 (1994).
  - [30] A. Parkhomenko and A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol.* **B36**, 3115 (2005).
  - [31] A. Rytz *At. Data Nucl. Data Tables* **47**, 205 (1991).
  - [32] P. T. Greenlees, communication at the Midwinter Exotag Workshop on tagging methods and experiments, January 2005 <http://www.phys.jyu.fi/research/gamma/exotag/greenlees.pdf>.
  - [33] S. W. Yates, R. R. Chasman, A. M. Friedman, I. Ahmad, K. Katori, *Phys. Rev. C* **12**, 442 (1975).
  - [34] V. G. Soloviev and T. Siklos, *Nucl. Phys.* **59**, 145 (1964).
  - [35] I. Ahmad *et al.*, *Phys. Rev. C* **68**, 044306 (2003).
  - [36] G. Alaga, K. Adler, A. Bohr, and B. R. Mottelson, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. **29**, (9) (1955).



## Isomeric states in $^{253}\text{No}$

A. Lopez-Martens<sup>1,a</sup>, K. Hauschild<sup>1</sup>, A.V. Yeremin<sup>2</sup>, O. Dorvaux<sup>3</sup>, A.V. Belozero<sup>2</sup>, Ch. Briançon<sup>1</sup>, M.L. Chelnokov<sup>2</sup>, V.I. Chepigin<sup>2</sup>, D. Curien<sup>3</sup>, P. Désesquelles<sup>4,1</sup>, B. Gall<sup>3</sup>, V.A. Gorshkov<sup>2</sup>, M. Guttormsen<sup>5</sup>, F. Hanappe<sup>6</sup>, A.P. Kabachenko<sup>2</sup>, F. Khalfallah<sup>3</sup>, A. Korichi<sup>1</sup>, A.C. Larsen<sup>5</sup>, O.N. Malyshev<sup>2</sup>, A. Minkova<sup>7,8</sup>, Yu.Ts. Oganessian<sup>2</sup>, A.G. Popeko<sup>2</sup>, M. Rousseau<sup>3</sup>, N. Rowley<sup>3</sup>, R.N. Sagaidak<sup>2</sup>, S. Sharov<sup>9</sup>, A.V. Shutov<sup>2</sup>, S. Siem<sup>5</sup>, L. Stuttgée<sup>3</sup>, A.I. Svirikhin<sup>2</sup>, N.U.H. Syed<sup>5</sup>, and Ch. Theisen<sup>10</sup>

<sup>1</sup> CSNSM, IN2P3-CNRS, UMR8609, F-91405, France

<sup>2</sup> FLNR, JINR, Dubna, Russia

<sup>3</sup> IPHC-DRS, ULP, IN2P3-CNRS, F-67037 Strasbourg, France

<sup>4</sup> Université Paris-Sud, Orsay, F-91405, France

<sup>5</sup> Department of Physics, Oslo University, 0316 Oslo, Norway

<sup>6</sup> Université Libre de Bruxelles, 1050 Bruxelles, Belgium

<sup>7</sup> Faculty of Physics, University of Sofia, 1164 Sofia, Bulgaria

<sup>8</sup> INRNE, BAS, Sofia, Bulgaria

<sup>9</sup> Department of Physics, Comenius University, SK-84215, Bratislava, Slovakia

<sup>10</sup> CEA-Saclay, DSM/DAPNIA/SPhN, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Received: 2 March 2007 / Revised: 2 May 2007

Published online: 12 June 2007 – © Società Italiana di Fisica / Springer-Verlag 2007

Communicated by D. Guereau

**Abstract.** Isomeric states in  $^{253}\text{No}$  have been investigated by conversion electron and  $\gamma$ -ray spectroscopy with the GABRIELA detection system. The  $31\mu\text{s}$  isomer reported more than 30 years ago is found to decay to the ground state of  $^{253}\text{No}$  by the emission of a 167 keV  $M2$  transition. The spin and parity of this low-lying isomeric state are established to be  $5/2^+$ . The presence of another longer-lived isomeric state is also discussed.

**PACS.** 21.10.-k Properties of nuclei; nuclear energy levels – 21.10.Tg Lifetimes – 23.20.Lv  $\gamma$  transitions and level energies – 23.20.Nx Internal conversion and extranuclear effects

### 1 Introduction

Isomeric states, *i.e.* states with strongly inhibited electromagnetic decay modes, occur when there is a secondary energy minimum for some values of shape elongation (shape isomers), total angular momentum of the nucleus (spin isomers) or for a certain value of the projection  $K$  of the total angular momentum of the nucleus onto the symmetry axis ( $K$ -isomers). Trapped in this pocket, it is difficult for the nucleus to change its shape, spin or its spin orientation relative to the axis of symmetry. In the transfermium region, one expects the occurrence of spin-isomers because of the coexistence of high- and low- $j$  orbitals close to the Fermi surface [1–6].  $K$ -isomers are also expected because of the combination of nuclear deformation and the presence of orbitals with large spin projections  $\Omega$  on the symmetry axis. Isomeric states are therefore extremely revealing of the underlying structure of the nucleus: nature and ordering of single-particle states, deformation, config-

uration of quasiparticle states and magnitude of pairing and/or collective correlations.

$K$ -isomers have been identified in several transfermium nuclei. The gamma-decay of a 70 ns  $K^\pi = 7^-$  isomeric state was observed by Hall *et al.* in  $^{256}\text{Fm}$  [7]. The 1425 keV level, populated in the beta-decay of  $^{256m}\text{Es}$ , was also seen to fission with a half-life of 0.8 ms. A 0.28 s isomeric state in  $^{254}\text{No}$  and a 1.8 s isomeric state in  $^{250}\text{Fm}$  were reported by Ghiorso *et al.* [8] but their quantum numbers could not be determined. By analogy to the interpretation of isomeric states in the  $A = 170$ –190 around the Hf isotopes, both isomeric states were interpreted as high-spin states, based on either two-proton or two-neutron configurations. It is only very recently, however, that the isomeric state in  $^{254}\text{No}$  has been firmly identified as a two-proton  $K = 8^-$  isomer via the properties of its electromagnetic decay [9, 10].

Long-lived spin isomers have been observed in  $^{257}\text{Rf}$  [11],  $^{253}\text{Lr}$  and  $^{257}\text{Db}$  [12],  $^{251}\text{No}$  [13] and  $^{255}\text{Lr}$  [14]. The isomers in  $^{251}\text{No}$ ,  $^{253}\text{Lr}$  and  $^{257}\text{Db}$  involve a low-spin single-particle neutron (for No) or proton (for Lr and Db)

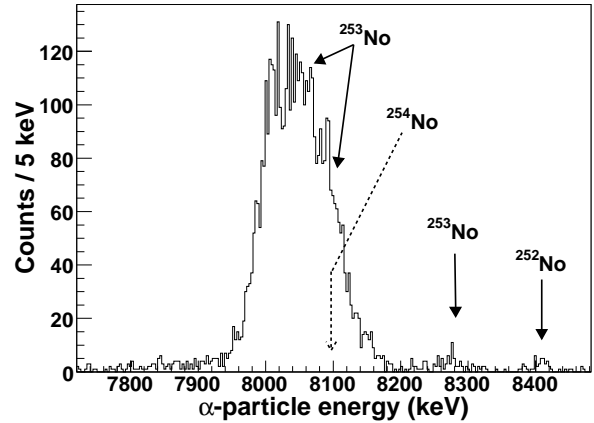
<sup>a</sup> e-mail: Araceli.Lopez-Martens@csnsm.in2p3.fr

state above a high-spin ground state. In  $^{257}\text{Rf}$  and  $^{255}\text{Lr}$ , the situation is reversed with a high-spin isomeric state above a low-spin ground state. On top of pinning down the sequence of single-particles states, the identification of isomeric states, especially the ones which alpha-decay, is important for the interpretation of the fine structure of alpha-decay. Indeed, the non-identification of an isomeric state in a nucleus may lead to the misinterpretation of its quantum structure and that of its daughter nucleus. As an example, the reinvestigation of  $^{257}\text{Rf}$  revealed the presence of a  $11/2^-$  isomeric state, which was responsible for the unusual alpha-decay pattern of  $^{257}\text{Rf}$  compared to lighter isotones. This observation modified the spin and parity assignment of the ground state of  $^{257}\text{Rf}$  and considerably changed the excitation energy of levels in the daughter nucleus,  $^{253}\text{No}$  [11]. In particular, it established the excitation energy of the isomeric state reported by Bemis *et al.* [15] to be 124 keV above the ground state. This energy, however, is lower than the atomic  $K$ -binding energy in nobelium and is incompatible with the delayed X-ray emission observed by Bemis. In this paper, we clarify the situation concerning the low-lying isomeric state in  $^{253}\text{No}$  and report on the possible presence of a longer-lived isomeric state.

## 2 Experimental details

### 2.1 Experimental set-up

Excited states in  $^{253}\text{No}$  were populated in the reaction  $^{207}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$  using  $350\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$  rotating PbS targets on  $1.5\text{ }\mu\text{m}$  thick Ti support foils. The 242 MeV,  $0.7\text{ p}\mu\text{A}$   $^{48}\text{Ca}$  beam was provided by the U400 cyclotron of the FLNR, JINR, Dubna. A  $2\text{ }\mu\text{m}$  thick Ti degrader foil was installed in front of the target in order to have a beam energy of  $\sim 217\text{ MeV}$  at the center of the target. The fusion-evaporation residues (mainly  $^{253}\text{No}$ ) were transported by the VASSILISSA separator [16, 17] and implanted into the stop detector of the GABRIELA detection system [18] installed at the focal plane of the separator. Only nuclear states of the evaporation residues with lifetimes of the order of or larger than the time of flight through the separator ( $\sim 1\text{ }\mu\text{s}$ ) will be observed to decay at the focal plane. Evaporation residues are distinguished from the background of scattered beam particles and transfer products by a combined energy and time-of-flight measurement. The background of low-energy scattered particles detected in the stop detector is reduced by placing a mylar foil between the time-of-flight detector and the stop detector. This foil also serves another purpose: it slows down the evaporation residues to reduce their implantation depth in the stop detector. This increases the escape probability of conversion electrons emitted in the backward direction by the implanted nuclei and their daughter products. The conversion electrons are detected in four 4-fold segmented silicon detectors placed upstream from the implantation detector in a tunnel-like configuration. Gamma-ray emission is detected in seven germanium detectors from the French-UK Loan Pool. The signals from each detector are



**Fig. 1.** Energy spectrum of recoil-position-correlated alpha-particles.

processed individually and time-stamped to a resolution of  $1\text{ }\mu\text{s}$ . The  $\gamma$ -ray efficiency reaches  $\sim 9\%$  at 120 keV and the electron detection efficiency peaks at  $\sim 17\%$  for electron energies between 100 and 400 keV.

During the 144 h experiment, 13000 evaporation residues were identified on the basis of their energy and time of flight. This corresponds roughly to half the total number of evaporation residues, which actually reach the stop detector. By requiring an anti-coincidence between the stop detector and the time-of-flight detector, a total of 10500 alpha-decays of  $^{252-254}\text{No}$  were recorded. Using a search time of 10 min, 4800 alpha-particles were spatially correlated to recoil events in the stop detector (see fig. 1). Finally,  $\sim 2 \cdot 10^6$  electrons with energies below 200 keV were detected in the tunnel detectors.

### 2.2 Lifetime measurement method

The decay properties of a nuclear state can be characterised by the decay probability per unit time  $\lambda$ . If  $N_r$  is the number of nuclei produced in such a nuclear state, then the number of decay events per unit time is given by

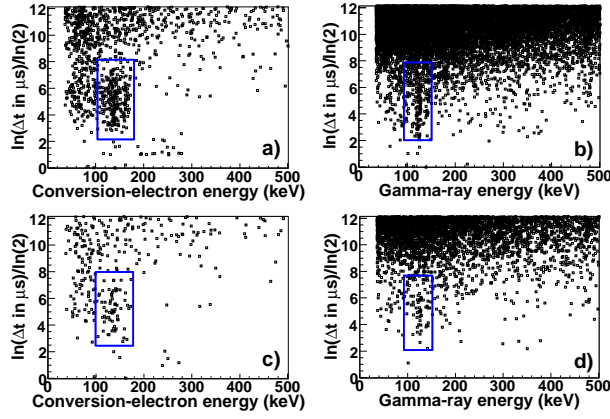
$$\frac{dN(t)}{dt} = N_r \lambda e^{(-\lambda t)}. \quad (1)$$

In order to measure the lifetime  $\tau = 1/\lambda$  or half-life  $T_{1/2} = \ln(2)\tau$  of the state, decay times are generally sorted into a spectrum with time intervals of constant width  $\Delta t$ . In this way, channel  $i$  contains the number of decay events observed between  $t_i$  and  $t_i + \Delta t$ . Another way to proceed is to sort decay times into a spectrum with time intervals  $\Delta t$  proportional to time (logarithmic time bins) [19]:

$$\frac{\Delta t}{t} = \text{const.} \quad (2)$$

By using a change of variables  $\theta = \log_2(t) = \ln(t)/\ln(2)$ , the density distribution of decays per time bin is given by

$$\frac{dN(\theta)}{d\theta} = N_r \ln(2) \lambda \times 2^\theta \times e^{(-\lambda 2^\theta)}. \quad (3)$$



**Fig. 2.** Energy spectra of conversion electrons (a and c) and gamma-rays (b and d) as a function of  $\ln(\Delta t)/\ln(2)$ , where  $\Delta t$  is the time difference between the detection of recoils and electrons or gamma-rays. The top panels show the case where all the identified recoils are considered. The bottom panels represent the time differences only for the recoils, which are followed within 10 min by the detection of a  $^{253-254}\text{No}$  alpha-particle at the same position in the stop detector. The boxes show the delayed electron and gamma-ray structures mentioned in the text. At large time differences, the spectra are dominated by random correlations.

This form has the advantage of peaking at  $\theta_{max}$  which is related to the lifetime of the state by the simple relation

$$\tau = 2^{\theta_{max}}. \quad (4)$$

It also enables an easy inspection of decay times over a very large interval in time and is particularly well adapted to determine lifetimes in the case of low statistics.

Figure 2 shows the energy spectra of electrons detected in the backward silicon detectors as a function of  $\log_2(\Delta t)$ , where  $\Delta t$  is the time difference between the detection of any recoil (panel a) or of a  $^{253-254}\text{No}$ -alpha-particle-correlated recoil (panel c) in the stop detector and the detection of an electron in the tunnel detectors. In both panels, the same delayed cluster of electrons is clearly visible at electron energies between 120 and 170 keV. A delayed structure around gamma-ray energy 120 keV is visible at similar time differences in panels b and d of fig. 2. Even though the energy of the  $^{254}\text{No}$  alpha-decay coincides with the energy range of the  $^{253}\text{No}$  alpha-particle group, the delayed electron and gamma-ray emission seen in fig. 2 is attributed to  $^{253}\text{No}$  since in a dedicated run with a  $^{208}\text{Pb}$  target, no such emission was observed in  $^{254}\text{No}$ . From eq. (4), one can estimate the lifetime of the emitting state to be of the order of  $\tau = 2^5 - 2^6 \mu\text{s}$ .

In order to measure the lifetime of the above-mentioned isomeric state, eq. (1), and therefore also (3), need to be modified to take into account random recoil-electron (or recoil-gamma) correlations [20].

The number  $dN(t)$  of electrons detected between times  $t$  and  $t+dt$  following the implantation of a nobelium recoil is given by the sum of two independent terms  $dN_1(t)$  and

$dN_2(t)$ . The first term is the number of real decays multiplied by the probability that no other recoil is detected at the focal plane between  $t = 0$  and  $t$  (*i.e.*, the probability that the next recoil is detected after time  $t$ ):

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = N_r \lambda e^{(-\lambda t)} \int_t^\infty \sigma e^{(-\sigma t)} dt = N_r \lambda e^{-(\lambda+\sigma)t}, \quad (5)$$

where  $\sigma$  is the recoil rate at the focal plane of VASSILISSA. The integral of this equation over the duration of the experiment yields the number of properly correlated electrons,  $N_{tot,1}$ . As the duration of the experiment is large compared to the sum of the time constants,  $N_{tot,1} = \frac{N_r \lambda}{\lambda + \sigma}$ . Conversely, the number of randomly-correlated electrons is given by  $N_{tot,2} = N_e - N_{tot,1}$ , where  $N_e$  is the total number of electrons detected in the experiment.

The second term  $dN_2(t)$  is the number of random electron events detected in the tunnel multiplied by the probability that no other recoil arrives between  $t = 0$  and  $t$ . Since the number of random electron events per unit time is given by the product of the number of randomly correlated electrons  $N_{tot,2}$  and of the recoil rate  $\sigma$ :

$$\begin{aligned} \frac{dN_2(t)}{dt} &= N_{tot,2} \sigma \int_t^\infty \sigma e^{(-\sigma t)} dt \\ &= \left( N_e - \frac{N_r \lambda}{\lambda + \sigma} \right) \sigma e^{(-\sigma t)}. \end{aligned} \quad (6)$$

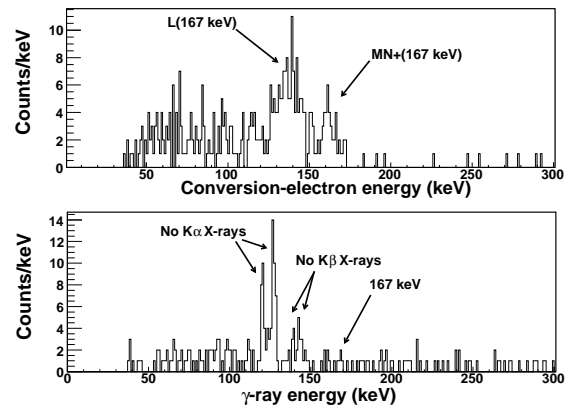
Equation (3) therefore becomes:

$$\begin{aligned} \frac{dN(\theta)}{d\theta} &= N_r \ln(2) \lambda 2^\theta e^{-(\lambda+\sigma)2^\theta} \\ &\quad + \left( N_e - \frac{N_r \lambda}{\lambda + \sigma} \right) \ln(2) \sigma 2^\theta e^{(-\sigma 2^\theta)} \end{aligned} \quad (7)$$

from which the lifetime of the isomeric state can be determined.

### 2.3 Electromagnetic properties

In fig. 3 are displayed energy projections (taken between time bins 3 and 7, *i.e.* between 8 and 128  $\mu\text{s}$ ) of the matrices in the top panels of fig. 2. The  $K_\alpha$  and  $K_\beta$  nobelium



**Fig. 3.** Energy spectra of conversion electrons (top panel) and gamma-rays (bottom panel) emitted 8–128  $\mu\text{s}$  after the detection of a recoil.

**Table 1.** First row: intensity of the 167 keV  $\gamma$ -ray line as determined experimentally and as determined from the product of the measured X-ray intensity and of the theoretical  $K$ -conversion coefficients taken from [22,23]. Second and third rows: Experimental and theoretical ratios of electron-conversion coefficients for the 167 keV transition.

	Experiment	$E1$	$E2$	$E3$	$M1$	$M2$
$I_\gamma(167 \text{ keV})$	5(3)	776	820	1035	9	3
$\alpha_K/\alpha_{LMN+}$	1.3(2)	2.8	0.04	0.002	3.3	1.27
$\alpha_L/\alpha_{MN+}$	2.8(5)	3.0	2.6	2.4	3.0	2.67

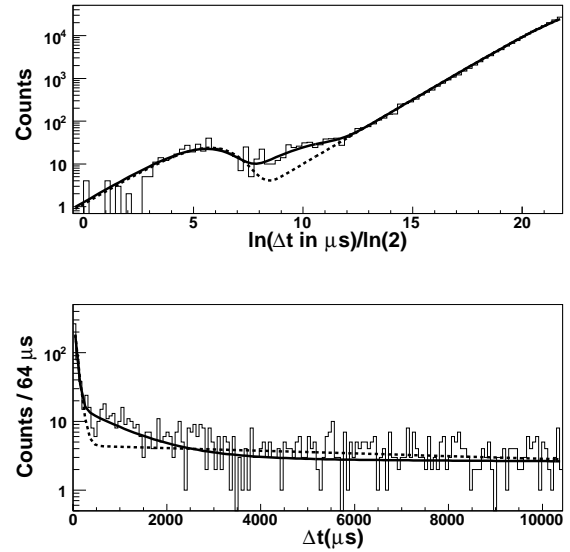
X-rays are clearly visible in the spectrum of  $\gamma$ -rays of fig. 3. In the electron spectrum, two well-separated structures appear at 138 and 161 keV. The nearly flat distribution of counts at lower electron energies corresponds to electrons which backscatter out of the tunnel detectors (see fig. 4 of ref. [18]).

The fact that  $K$  X-rays are emitted signifies that a transition of energy greater than the binding energy of  $K$ -electrons in nobelium (150.5 keV) is converted. Furthermore, the energy difference of the two visible electron structures (23(3) keV) corresponds to the average difference in binding energies between the  $L$  and  $M$  shells in nobelium ( $\sim 20.4$  keV). The two electron structures observed in the top panel of fig. 3 are therefore assigned to the  $L$  and  $MN+$  conversion of a 167(3) keV transition, which is highly converted. In the  $\gamma$ -ray spectrum of fig. 3, there are 5(3) counts at 167 keV. In the nobelium region, the fluorescence yield for a vacancy in the  $K$  shell is practically 1 [21]. This means that the observed X-ray intensity can be used as the experimental value for the  $K$ -conversion intensity. In table 1, the expected intensity of the 167 keV  $\gamma$ -ray is reported as a function of the multipolarity and the electromagnetic nature of the 167 keV transition. The ratios of the experimental conversion coefficients are also shown in table 1 together with the corresponding theoretical values [22,23]. Given all the experimental observations, the 167 keV transition is firmly established to be an  $M2$  transition.

## 2.4 Lifetime properties

The time projection of the matrix of the top panel of fig. 2 taken between electron energies 40 and 200 keV, is displayed in fig. 4. In the bottom panel of fig. 4, the same electron decay curve is shown using standard constant time bins. When only one decaying state is taken into account, the fit to the electron count distribution (according to eq. (7)) fails to account for all the intensity. In fact, in the top panel of fig. 4, the presence of a second isomeric state appears clearly as a second bump around  $\ln(\Delta T)/\ln(2)=10$ .

If a second isomeric state is included into the parameters of the fit, the lifetime of the isomeric state which decays by the emission of the 167 keV  $M2$  transition, is found to be  $\tau = 44.9(3.1) \mu\text{s}$ . This corresponds to a half-life of  $T_{1/2} = 31.1(2.1) \mu\text{s}$ , which is in agreement with the value

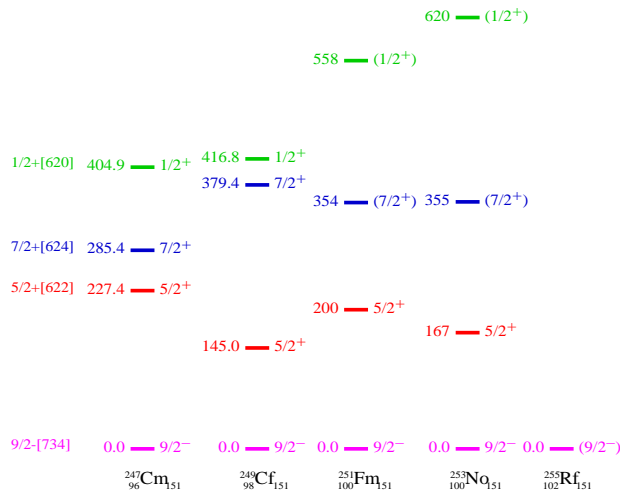


**Fig. 4.** Distribution of time differences in logarithmic scale (top panel in counts per quarter bins) and linear scale (bottom panel) between the detection of recoils and electrons. The fits to these time distributions are shown for the cases where only the decay of one isomeric state is considered (dashed curves) and when the decay of a second isomeric states is taken into account (solid line).

given by Bemis *et al.* [15]. The other electron-emitting state has a lifetime of  $\tau = 1.4(3) \text{ ms}$  ( $T_{1/2} = 970(200) \mu\text{s}$ ).

A consistency check of the fit parameters can be made by comparing the values of i) the number of recoils,  $N_r$ , produced in the short-lived isomeric state, ii) the total recoil rate,  $\sigma$ , and iii) the total number of electrons,  $N_e$ , detected in the experiment, obtained from the parameters of the fit and the same values obtained by other means. In the case of the shorter-lived isomer, the electron decay curve corresponding to electron energies greater than 120 keV was used to extract a value of  $N_r = 190(15)$ . In order to find the total number of recoils which were produced in the isomeric state during the experiment,  $N_r$  needs to be corrected for the electron-detection efficiency and for the fraction of the intensity of the 167 keV transition which is  $LMN+$  converted. This yields  $N_r = 2513(200)$ . This is well in accordance with the value of  $N_r$  which can be extracted from the electron spectrum of fig. 3. From the intensity of the  $LMN+$  structure, the population of the isomeric state is found to be 2100(140). The total recoil rate obtained from the parameters of the fit is  $\sigma = 2.8(1) \cdot 10^{-8} \mu\text{s}^{-1}$ . This value also fits well with the total number of nobelium recoils (mainly  $^{253}\text{No}$ , but also  $^{254}\text{No}$  and  $^{252}\text{No}$ ) identified during the experiment divided by the duration of the experiment:  $2.5 \cdot 10^{-8} \mu\text{s}^{-1}$ . Finally, the total number of electrons detected during the experiment is extracted to be  $N_e = 1.7(1) \cdot 10^6$ . This is in agreement with the  $2 \cdot 10^6$  electrons actually detected in the tunnel with energies above the threshold and below 200 keV.



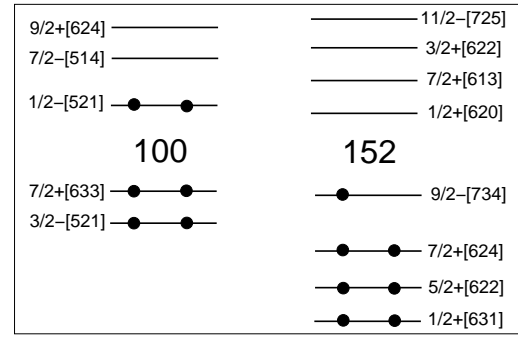


**Fig. 5.** Systematics of low-lying levels in  $N = 151$  isotones obtained from refs. [26–29] and this work.

### 3 Discussion

The ground state of  $^{253}\text{No}$  is known to be a  $9/2^-$  state [13, 24, 25] so the observed excited state which decays to the ground state via an  $M2$  transition must be either a  $5/2^+$  or a  $13/2^+$  state. The only possible neutron configuration for such a low-lying excited state is the  $5/2^+[622]$  neutron hole state (see fig. 6). This fits well into the systematics of the  $N = 151$  isotones [26–29], for which the first excited state can only decay to the ground state via an  $M2$  transition and is therefore isomeric (see fig. 5). The energy of the  $5/2^+$  state is established to be 167 keV and not 296 keV as it currently tabulated in the *Table of Isotopes* [30] or 124 keV as is reported in ref. [11]. The low energy of this isomeric state in the  $N = 151$  isotones is attributed to coupling with a low-lying octupole phonon state. In this experiment, the  $B(E3)$  rate and consequently, the degree of collectivity of the  $5/2^+$  state, could not be determined as it has been done for the lighter isotones  $^{247}\text{Cm}$  [26] and  $^{249}\text{Cf}$  [27]. This is because the uncertainties associated with the conversion coefficients are too large to determine a meaningful  $M2$ - $E3$  mixing ratio.

From the ratio of the number of recoils produced in the short-lived isomeric state of  $^{253}\text{No}$  and of the total number of recoils, the population of the  $31\mu\text{s}$  isomeric state in the fusion-evaporation reaction is estimated to be at least 16(1)%. The rotational band built on the  $5/2^+$  state must therefore be populated with similar intensity. This information cannot be ignored in the interpretation of the prompt  $\gamma$ -ray spectra obtained with the multidetectors Gammasphere [29] and Jurogam [31, 32] as well as the prompt conversion-electron spectrum obtained with the electron detector Sacred [24, 32, 33]. This is because the  $M1$  transitions between members of the rotational band built on the  $5/2^+$  state will dominate over the cross-over  $E2$  transitions and will contribute to the observed X-ray, low-energy photon and conversion-electron intensities.



**Fig. 6.** Schematic representation of the available proton (left) and neutron (right) single-particle levels calculated in ref. [1]. The filled circles illustrate the filling of the orbitals in the ground state of  $^{253}\text{No}$ .

The longer-lived isomeric state is assigned to  $^{253}\text{No}$  because its lifetime does not coincide with any of the lifetimes of the isomers observed in  $^{254}\text{No}$  [9, 10], and because the number of nuclei populated in such a state is larger than the number of observed  $^{252}\text{No}$  recoils. The energy spectrum of the delayed electron emission is concentrated below 150 keV. The half-life of the state is measured to be  $970(200)\mu\text{s}$ . Given the electron-background conditions and recoil rate, such a half-life is at the limit of the sensitivity of the current experimental setup. Indeed, the energy thresholds of the stop detector prevent the detection of any delayed electron emission below 500–1000 keV at the position of the implanted recoil. A clean and efficient tag on isomeric decays [34] is therefore not available. This is why, given the rather long lifetime of the longer-lived isomeric state and the low efficiency to detect electron- $\gamma$ -ray coincidences, no  $\gamma$ -ray spectrum with reasonable statistics could be extracted from the background of random recoil- $\gamma$ -ray correlations.

Although we cannot study the details of the decay of the longer-lived isomeric state, we can exclude and suggest possible configurations based on the available single-particle states shown in fig. 6. The isomeric state cannot be a spin isomer based on the  $1/2^+[631]$  or  $11/2^- [725]$  single-particle neutron levels, as it is the case in  $^{251}\text{No}$  and  $^{257}\text{Rf}$ , since it would readily decay to the  $5/2^+$  state and ground state, respectively. The same reasoning excludes the  $1/2^+[620]$  and  $3/2^+[622]$  neutron configurations. The isomer is therefore most likely a high- $K$  isomer. In the neighbouring  $^{254}\text{No}$ , the  $K = 8^-$  isomeric state is based on the  $\{9/2^+[624]\pi \otimes 7/2^- [514]\pi\}$  configuration [9, 10]. A possible configuration for the isomeric state could therefore be the  $\{9/2^+[624]\pi \otimes 7/2^- [514]\pi \otimes 9/2^- [734]\nu\}$  structure with  $K^\pi = 25/2^+$ . If only neutron excitations are involved, the isomeric state could be based on the  $\{9/2^- [734]\nu \otimes 7/2^+[624]\nu \otimes 7/2^+[613]\nu\}$  or  $\{9/2^- [734]\nu \otimes 5/2^+[622]\nu \otimes 7/2^+[613]\nu\}$  configurations with  $K^\pi = 23/2^-$  and  $K^\pi = 21/2^-$ , respectively.

To conclude, the isomeric state first observed by Bemis *et al.* [15] has been shown to decay via an  $M2$  transition of 167 keV. The state is assigned the  $5/2^+[522]$  Nilsson configuration. Its half-life is  $31.1(2.1)\mu\text{s}$  and its popula-

tion in the  $^{207}\text{Pb}(^{48}\text{Ca}, 2n)$  reaction at mid-target beam energies of  $\sim 217\text{MeV}$  is estimated to be greater than 16%. There is evidence for another, longer-lived isomeric state in  $^{253}\text{No}$ , but no spectroscopic information concerning the decay properties of this state could be obtained. To achieve this, tagging on the isomeric decay in the implantation detector is necessary.

The GABRIELA project is jointly funded by JINR (Russia) and IN2P3/CNRS (France). Work at FLNR was performed partially under the financial support of the Russian Foundation for Basic Research, contract N 05-02-16198 and JINR - BMBF (Germany), JINR - Polish, JINR - Slovak Cooperation Programmes. Financial support from the Norwegian Research Council and from the Bulgarian National Foundation, contract N MON-204/06, is also acknowledged.

## References

1. R.R. Chasman, I. Ahmad, A.M. Friedman, J.R. Erskine, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 833 (1977).
2. S. Cwiok, S. Hofmann, W. Nazarewicz, *Nucl. Phys. A* **573**, 356 (1994).
3. A. Parkhomenko, A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol. B* **35**, 2447 (2004).
4. A. Parkhomenko, A. Sobiczewski, *Acta Phys. Pol. B* **36**, 3115 (2005).
5. M. Bender, P. Bonche, T. Duguet, P.-H. Heenen, *Nucl. Phys. A* **723**, 354 (2003).
6. A.V. Afanasjev, T.L. Khoo, S. Frauendorf, G.A. Lalazissis, I. Ahmad, *Phys. Rev. C* **67**, 024309 (2003).
7. H.L. Hall *et al.*, *Phys. Rev. C* **39**, 1866 (1989).
8. A. Ghiorso *et al.*, *Phys. Rev. C* **7**, 2032 (1973).
9. S.K. Tandel *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 082502 (2006).
10. R.-D. Herzberg *et al.*, *Nature* **442**, 896 (2006).
11. F.P. Hessberger *et al.*, *Z. Phys. A* **359**, 415 (1997).
12. F.P. Hessberger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **12**, 57 (2001).
13. F.P. Hessberger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **22**, 417 (2004).
14. A. Chatillon *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **30**, 397 (2006).
15. C.E. Bemis *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 647 (1973).
16. O.N. Malyshev *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **440**, 86 (2000).
17. O.N. Malyshev *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **516**, 529 (2004).
18. K. Hauschild *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **560**, 388 (2006).
19. K.H. Schmidt, *Eur. Phys. J. A* **8**, 141 (2000).
20. M. Leino, S. Yashita, A. Ghiorso, *Phys. Rev. C* **24**, 2370 (1981).
21. M.O. Krause, *J. Phys. Chem. Ref. Data* **8**, 307 (1979).
22. R.S. Hager, C. Seltzer, *Nucl. Data A* **4**, 1 (1968).
23. O. Dragoun, H.C. Pauli, F. Schmutzler, *Nucl. Data A* **6**, 235 (1969).
24. R.-D. Herzberg *et al.*, *J. Phys. G* **30**, R123 (2004).
25. A. Lopez-Martens *et al.*, *Phys. Rev. C* **74**, 044303 (2006).
26. I. Ahmad *et al.*, *Phys. Rev. C* **68**, 044306 (2003).
27. S.W. Yates, R.R. Chasman, A.M. Friedman, I. Ahmad, K. Katori, *Phys. Rev.* **12**, 442 (1975).
28. F.P. Hessberger *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **29**, 165 (2006).
29. P. Reiter *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 032501 (2005).
30. R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin, S.Y.F. Chu, J. Zipkin, *Table of Isotopes*, 8th edition (John Wiley & Sons, Inc., 1996).
31. P. Greenlees *et al.*, *Fusion 06*, AIP Conf. Proc. **853**, 416 (2006).
32. S. Eeckhaudt, PhD Thesis, University of Jyväskylä, Finland (2006).
33. R.-D. Herzberg *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **15**, 205 (2002).
34. G.D. Jones, *Nucl. Instrum. Methods A* **488**, 471 (2002).

# Motional Narrowing and Ergodic Bands in Excited Superdeformed States of $^{194}\text{Hg}$

A. Lopez-Martens,<sup>1</sup> T. Døssing,<sup>2</sup> T. L. Khoo,<sup>3</sup> M. Matsuo,<sup>4</sup> B. Herskind,<sup>2</sup> T. Lauritsen,<sup>3</sup> M. P. Carpenter,<sup>3</sup> R. V. F. Janssens,<sup>3</sup> G. Hackman,<sup>3,\*</sup> I.-Y. Lee,<sup>5</sup> A. O. Macchiavelli,<sup>5</sup> E. Vigezzi,<sup>6</sup> and K. Yoshida<sup>7</sup>

<sup>1</sup>*C.S.N.S.M, IN2P3-CNRS, Batiment 104-108, 91405 Orsay, France*

<sup>2</sup>*Niels Bohr Institute, DK-2100, Copenhagen, Denmark*

<sup>3</sup>*Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois 60439, USA*

<sup>4</sup>*Graduate School of Science and Technology, Niigata University, Niigata 950-2181, Japan*

<sup>5</sup>*Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California 94720, USA*

<sup>6</sup>*INFN Sezione di Milano and Dipartimento di Fisica, Università di Milano, Via Celoria 16, 20133 Milano, Italy*

<sup>7</sup>*Institute for Natural Science, Nara University, Nara 631-8502, Japan*

(Received 31 October 2007; published 14 March 2008)

The  $E_\gamma$ - $E_\gamma$  coincidence spectra from the electromagnetic decay of excited superdeformed states in  $^{194}\text{Hg}$  reveal surprisingly narrow ridges, parallel to the diagonal. A total of 100–150 excited bands are found to contribute to these ridges, which account for nearly all the unresolved  $E2$  decay strength. Comparison with theory suggests that these excited bands have many components in their wave functions, yet they display remarkable rotational coherence. This phenomenon can be explained in terms of the combination of shell effects and motional narrowing.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.102501

PACS numbers: 21.10.Re, 23.20.Lv, 24.60.-k, 27.80.+w

Since the discovery of superdeformation at high spin in  $^{152}\text{Dy}$  [1], around 300 discrete superdeformed (SD) rotational bands have been observed in nuclei ranging from  $^{36}\text{Ar}$  to  $^{198}\text{Po}$  [2]. The existence of highly elongated ellipsoids is due to quantum shell effects, which create a secondary minimum in the potential energy surface of the nucleus at very large deformation. SD nuclei are produced in fusion reactions at high angular momentum and excitation energy. The hot compound nucleus cools by evaporating neutrons, then by emitting  $\gamma$  rays. As the temperature decreases, a small fraction (typically  $\sim 1\%$ ) of the  $\gamma$  cascades is trapped in the SD minimum. Rotation of the resulting elongated nucleus gives rise first to unresolved collective electric quadrupole ( $E2$ ) transitions [3–5] and then to an impressively long series of  $\sim 20$ – $25$  discrete, nearly equispaced  $E2$  transitions, which reveal one of nature's best rotors.

The above process represents a transition from a chaotic system, where symmetries and quantum numbers (apart from spin and parity) are broken, to a cold, ordered system. The resolved SD bands can be assigned the quantum numbers of states in a rotating mean field [6]. Given the robustness of collective rotation exhibited by SD bands, it is interesting to explore if the change from chaos to order evolves through an ergodic [7,8] regime. This represents a new phenomenon where the wave functions are complicated, representative of a chaotic system, yet collective rotation and flow is preserved, e.g., with Porter-Thomas fluctuations in the strengths of all transitions except the collective  $E2$   $\gamma$  rays [7]. The present Letter addresses the transition from chaos to order by investigating the structure of excited states in the SD well, which itself is an excited minimum (false vacuum). Previous work [5] has demonstrated a pronounced broad peak of collective rotational  $E2$

transitions in  $^{194}\text{Hg}$ , centered at 730 keV. Here we report on the study of the correlations of these  $E2$  transitions, as revealed in an  $E_\gamma$ - $E_\gamma$  coincidence matrix. We find exceptionally narrow ridges, which reveal rotational bands, even though the wave functions of the eigenstates are complicated, containing many mean-field configurations.

The experiment, which was originally dedicated to the study of the  $\Delta I = 2$  staggering in the SD bands of  $^{194}\text{Hg}$  [9], was carried out at the 88'' cyclotron facility in Berkeley. The reaction  $^{150}\text{Nd}(^{48}\text{Ca}, 4n)^{194}\text{Hg}$  was used at a bombarding energy of 201 MeV. To avoid Doppler broadening of the  $\gamma$  lines emitted by nuclei as they slow down in a backing, a self-supporting target was used. The photons emitted in the reaction were detected in the Gammasphere [10], which comprised 70 Compton-shielded Ge detectors at the time. A total of  $\sim 0.9 \times 10^9$  events of Compton-suppressed fold  $\geq 4$  were collected. To isolate only the cascades which get trapped in the SD minimum, coincidence gates were set on two transitions of the yrast SD band and any two additional coincident transitions were recorded into a matrix. Background was removed by subtracting a fraction (85%) of the corresponding uncorrelated matrix [11]. A matrix of similar quality is obtained if one removes Compton-scattered events by a double unfolding procedure [12].

Figure 1 shows a portion of the matrix in the region of transition energy 650–900 keV. Clear rotational correlations show up in the form of 2–3 ridges running parallel to the diagonal in the interval 650 to 900 keV. Transitions contributing to the ridges can be sampled by cutting slices of the matrix and projecting along the  $E_1 - E_2$  coordinate, as indicated in Fig. 1(a), with the result displayed in Figs. 1(c) and 1(d). The absolute intensity present in the ridges is given in Fig. 2(a) together with the intensity of the

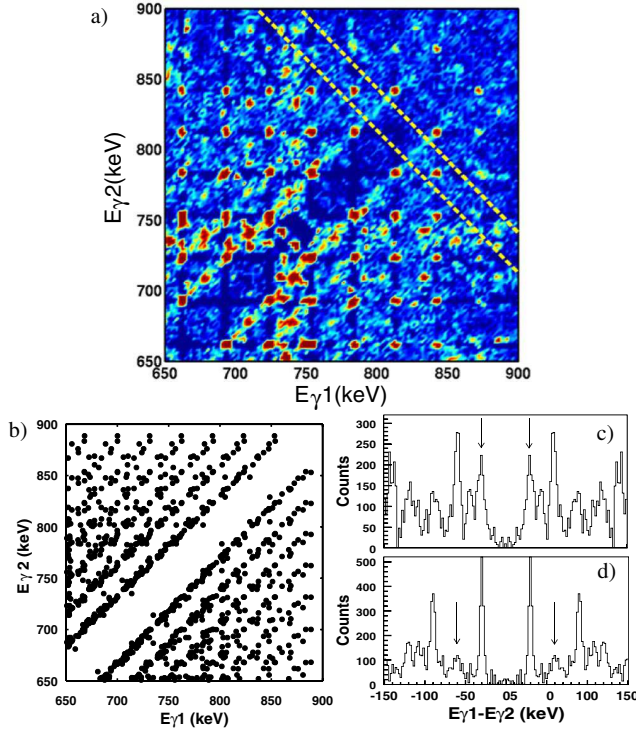


FIG. 1 (color online). (a) Experimental double-SD-gated  $E_{\gamma 1}$ - $E_{\gamma 2}$  coincidence matrix in  $^{194}\text{Hg}$ . The yrast SD band shows up as a regular grid pattern of points. The first and second ridges are clearly visible from 650 to 900 keV. Note that the diagonal contains nearly zero counts. (b)  $E_{\gamma 1}$ - $E_{\gamma 2}$  coincidence matrix between transitions in all the known SD bands of the mass 190 region [2]. (c),(d) Projections perpendicular to the diagonal of the matrix shown in panel (a). The diagonal is set at 0 keV and the projections, which are centered at 812 (c) and 798 keV (d), cover widths of 20 and 14 keV within the  $\sim 30$ -keV interval between SD peaks. The projection region of panel (c), illustrated by the dashed lines in (a), has been selected to exclude the contribution of the intense SD yrast band from the first, but not the second ridge. In panel (d), the projection instead excludes this contribution from the second, but not the first, ridge.

broad one-dimensional  $E2$  peak [5] and of the yrast SD band. Three other properties of the first ridge are shown in Fig. 2. First, the energy separation between the first ridge and the diagonal is shown together with that of consecutive transitions in the yrast SD band of  $^{194}\text{Hg}$  [Fig. 2(b)]. Second, the width of the ridge is displayed [Fig. 2(c)]. Finally, the effective number of 2-step decay paths [Fig. 2(d)] which contribute to the ridge structure could be extracted from a fluctuation analysis [13]. The number of pathways, which ranges from 30 to 150, is obtained from perpendicular cuts on the background-subtracted double-SD-gated matrix and from the second ( $\mu_2$ ) and first ( $\mu_1$ ) moments over the ridge regions. The cuts were made at different energies and were of variable widths to avoid the SD and normal-deformed yrast peaks. Although the ridges are clearly visible in the background-subtracted matrix and in the cross-diagonal spectra [Figs. 1(c) and 1(d)], their

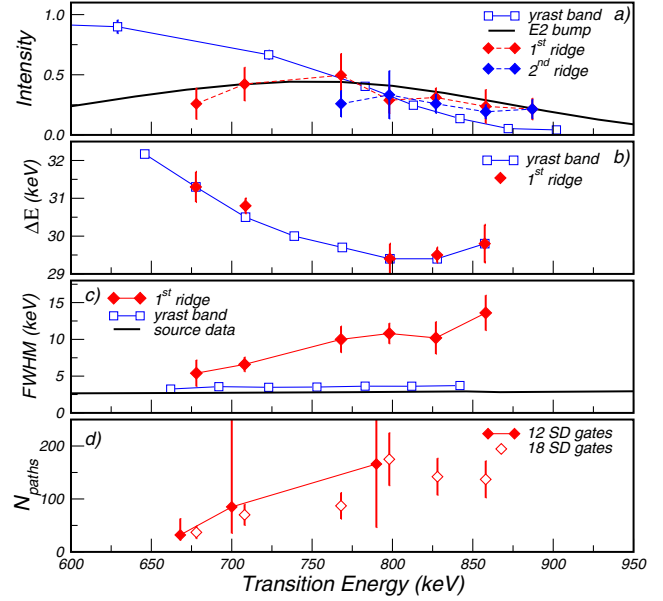


FIG. 2 (color online). (a) Intensity in units of multiplicity/30 keV present in the first and second ridges, the 1-dimensional quasicontinuum  $E2$  bump, and the SD yrast transitions as a function of transition energy (multiplicity  $\equiv$  number of transitions per cascade). (b) Difference in the energies of consecutive transitions for the yrast SD band in  $^{194}\text{Hg}$  and for the first ridge as a function of average transition energy. (c) Widths (FWHM) of the first ridge, SD lines, and calibration peaks. (d) Number of 2-step decay paths contributing to the first ridge, obtained from 2 different matrices (see the text). The error bars from the SD-gated matrix with 12 gates are due to the large uncertainty in the determination of the second moment  $\mu_2$ .

fluctuations are very small, which in most cases allows a determination of only a lower limit for the number of paths present in the ridges. (Small fluctuations imply a large number of pathways.) To gain in statistics, we added 6 more SD transitions to the list of 12 original gates. These transitions are known to bring some contamination into the spectrum, but the extra combinations of gates yields a factor of  $\sim 2.4$  more counts in the matrix. The number of paths contributing to the ridges in the less selective matrix is consistent with the number of paths obtained from the original matrix.

The first and second ridge intensities at spin  $I$ ,  $I_{r1,I}$  and  $I_{r2,I}$ , can be expressed in terms of (a) the total unresolved  $E2$  strength at spin  $I$ ,  $I_{E2,I}$ , (b) the fraction  $f_I$  of the unresolved  $E2$  strength which contributes to the observed narrow SD ridges, and (c) the probability  $P_{I-2}$  and  $P_{I-4}$  to remain in a particular band at spin  $I-2$  and  $I-4$ :

$$I_{r1,I} = I_{E2,I} f_I P_{I-2}, \quad I_{r2,I} = I_{E2,I} f_I P_{I-2} P_{I-4}.$$

The intensities in Fig. 2 show that, within the uncertainties,  $I_{r1,I} = I_{E2,I}$ ; i.e., the intensities of the first ridge, and 1-dimensional  $E2$  quasicontinuum bump are equal. From the above expressions, we can deduce that  $f_I \sim P_{I-2} \sim 1$ . This



means that practically all the unresolved  $E2$  strength is concentrated in the SD ridges and that there is very little loss of rotational correlations in excited states in the SD well. (For  $E_\gamma \sim 770$  keV, the intensity of the second ridge begins to drop below that of the first ridge, since gating conditions force the feeding into the SD band, thereby reducing  $P_{I-4}$ .) The narrow ridges mean that the energy difference between any two consecutive transitions is almost constant for all bands. The narrow width [Fig. 2(c)] is a striking feature when one realizes that of the order of 100–150 two-step decay pathways contribute to the ridge. The ridge separation is a measure of the dynamical moment of inertia,  $\mathcal{J}^{(2)}$ . Figure 2(b) indicates that the moment of inertia from the ridge separation is identical to that of the yrast SD band. This is intimately related to the phenomenon of identical dynamical moments of inertia  $\mathcal{J}^{(2)}$  in the mass 190 region [14]. Figure 1(b) illustrates this relationship by showing how the coincidences between transitions in all the SD bands of the mass 190 region form narrow ridgeline patterns. The overall  $E_\gamma$ - $E_\gamma$  coincidence matrix resembles that for excited states in  $^{194}\text{Hg}$ , including even giving the same  $\mathcal{J}^{(2)}$  value. Hence, the nearly identical  $\mathcal{J}^{(2)}$  values for discrete SD bands observed in the  $A \sim 190$  region recurs even for excited SD states in  $^{194}\text{Hg}$ .

The small width of the ridge, the  $\sim 100\%$  intensity, and the large number of paths found in  $^{194}\text{Hg}$  are completely different from all other cases for which rotational energy correlations have been studied. Both for the rotational states in  $^{168}\text{Yb}$  and  $^{163}\text{Er}$  [15–18], which have normal (smaller) deformation, as well as for the SD bands of  $^{143}\text{Eu}$  [19], the fraction of  $E2$  transitions carrying rotational correlations is much smaller, typically less than 10%, with the remaining transitions out of each state being fragmented over many weak transitions, i.e.,  $n_{\text{branch}} \geq 2$ . (As defined in Ref. [20],  $n_{\text{branch}} = (\sum_\beta w_{\alpha I \rightarrow \beta I-2}^2)^{-1}$ , where  $w_{\alpha I \rightarrow \beta I-2}$  is the normalized transition strength between an initial state  $\alpha$  at spin  $I$  and a final state  $\beta$  at  $I-2$ ). This spread in transition energies covers a wide energy interval (typically around 200 keV [21]) and is called the rotational damping width  $\Gamma_{\text{rot}}$ . In the feeding of SD bands in  $^{152}\text{Dy}$ , the narrow fraction is somewhat larger ( $\sim 30\%$  [22]). In the present case of  $^{194}\text{Hg}$ , the narrow SD ridge nearly exhausts the entire  $E2$  strength, accounting for 80–100% of the  $E2$  transitions in the 1-dimensional spectrum. Also, the number of paths contributing to the ridge, that is, the effective number of rotational bands, is much larger in  $^{194}\text{Hg}$  than in these other nuclei, by a factor of about 3 to 5.

The main results of both the earlier and the present experiments can qualitatively be understood within a common description, in terms of cranked mean-field states interacting via a residual two-body interaction [23]. The special features in  $^{194}\text{Hg}$  are due to a shell effect, as pointed out by Yoshida and Matsuo [20]. The single particle orbitals around the Fermi surface of the SD shape for nuclei with mass  $A \sim 190$  carry exceptionally small alignments of

the angular momentum along the cranking axis. Their wave functions stay coupled to the deformed shape rather than become coupled with the angular momentum vector. Sampling the excited mean-field basis states, one finds that their transition energies show little variation among states of given angular momentum. Rephrased in terms of the rotational frequency, the dispersion  $\Delta\omega$  among them is very small.

To gain further insight into the rotational SD states investigated in the present experiment, we have made detailed calculations of mixed bands by applying the same description as in Ref. [20].

First, the dispersion in  $\gamma$ -ray energy among basis bands  $2\Delta\omega$  can be compared to characteristic energy scales concerning the mixing of bands, namely, the spreading width  $\Gamma_\mu$  of the basis bands and the average spacing  $d_2$  between states which interact via the two-body interaction. Mixing of the cranked mean-field basis band states occurs when  $\Gamma_\mu \geq d_2$  [21]. For the case of  $^{194}\text{Hg}$ , this mixing is predicted to set in around heat energy  $U \approx 1.2$  MeV. For this heat energy, at angular momentum  $I \approx 40$  units, we estimate the values  $\Gamma_\mu = d_2 = 40$ –55 keV and  $2\Delta\omega = 25$ –30 keV. With increasing heat energy,  $\Gamma_\mu$  will increase much more rapidly than  $2\Delta\omega$ , and the inequality  $2\Delta\omega < \Gamma_\mu$  is then predicted to be valid for all heat energies above

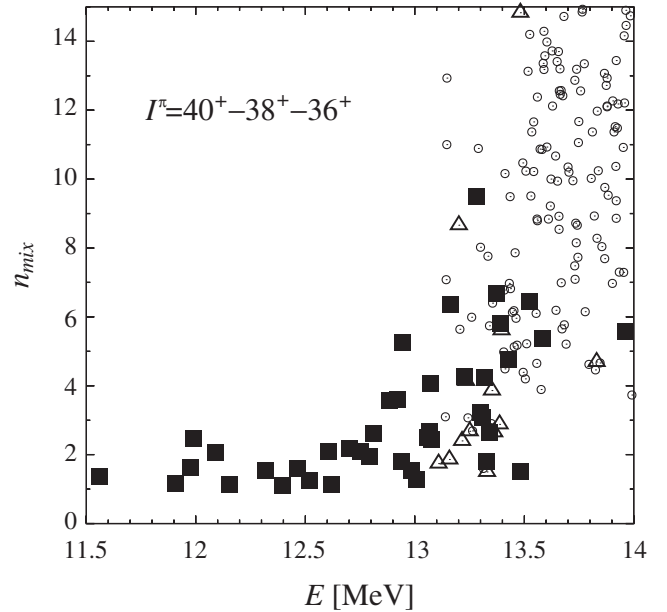


FIG. 3. Number of admixed intrinsic states into  $^{194}\text{Hg}$  SD states as a function of their excitation energy. The mixing number is computed for positive parity SD states of spin 40, and the symbols denote the amount of coherence in consecutive transitions. Squares indicate states that the decay occurs mainly within the same band for two consecutive transitions ( $n_{\text{branch}} < 2$ ), triangles indicate states that have a  $n_{\text{branch}} < 2$  in the first transition, but not in the second, while the circles indicate states which decay to many other bands ( $n_{\text{branch}} \geq 2$ ).

the onset of mixing. This inequality is the condition for the occurrence of *motional narrowing* of the rotational motion [21,24], implying that the width (FWHM) of the rotational  $E2$  strength function is reduced from its full value  $\Gamma_{\text{rot}} = 4\Delta\omega$  to the smaller value  $\Gamma_{\text{rot}} = 4\Delta\omega \frac{2\Delta\omega}{\Gamma_{\mu}}$ . Thus, all mixed bands of Hg are predicted to carry motional narrowing. This is a unique situation and has not been described or observed in nuclei before.

Figure 3 reveals another very unusual feature occurring in SD  $^{194}\text{Hg}$ . One can see that for  $U < 1.6$  MeV, the number of decay branches out of a given state,  $n_{\text{branch}}$ , is smaller than 2; in other words, all levels decay to a unique state, forming rotational bands (denoted by full squares in the figure). Only for  $U > 1.6$  MeV, levels with  $n_{\text{branch}} > 2$  (small circles) appear, indicating the onset of rotational damping. On the other hand, the average number of intrinsic states,  $n_{\text{mix}}$ , admixed into each level grows, exceeding 2 already at  $U > 1.2$  MeV. One can then define an interval in heat energy,  $1.2 < U < 1.6$  MeV, which lies between the onset of mixing and the onset of damping. This situation is different from all other cases, theoretically studied [20,25] or experimentally observed [15–19,22], where damping immediately accompanies mixing.

A new phenomenon emerges in the region between the onset of mixing and damping. The states are mixed, with wave functions that are complicated, yet phase and rotational coherence is retained. The  $E2$  decay of a state is mostly confined to one final state, characterized by a small spread  $\Gamma_{E2} \sim 10$  keV. This spread is smaller than the estimated average spacing  $d$  (10–30 keV) between states; i.e.,  $\Gamma_{E2} \leq d$ . Hence, the rotational bands in this new regime meet (or nearly meet) the condition for the ergodic bands that have been predicted by Mottelson [7] and Åberg [8]. The avoided crossings between interacting bands may also help to keep  $\Gamma_{E2}$  small. As predicted by Ref. [20], a large number of bands (100–150) with small  $\Gamma_{E2}$  arise in this region because damping has not yet set in. Even in the damped regime, the width of the ridge,  $\Gamma_{\text{rot}}$ , is expected to remain small (15–30 keV) because of motional narrowing. However, there is no clear sign of the slightly wider damped component in the data.

We should consider the possibility that the ridges arise from discrete bands, even at the highest spins. However, given the sheer number of bands present in the ridges, it is hard to believe that band mixing could be so weak in  $^{194}\text{Hg}$ . Furthermore, this possibility can be precluded by the width of the second ridge, which is close to that of the first ridge. In the case of uncorrelated discrete bands, the second ridge should be twice as wide.

In conclusion, the present experiment has shown that the unresolved  $E2$  transitions emitted by the SD  $^{194}\text{Hg}$  nucleus, as it cools down to the yrast line, show unique rotational correlations in that practically all the  $E2$  strength forms unusually narrow ridges ( $\sim 10$  keV). This is completely different from what has been measured in all other nuclei,

where the  $E2$  strength is predominantly fragmented over a much larger energy interval ( $> 200$  keV). Many (100–150) bands are found to contribute to the  $^{194}\text{Hg}$  ridges, yet rotational coherence is maintained. Theory shows that the wave functions contain many mean-field configurations, so that a chaotic regime is approached, where transition strengths should exhibit Porter-Thomas fluctuations. Yet, as described by Mottelson [7], rotational coherence and flow are preserved. This feature gives new insight into the transition from order to chaos through a nearly ergodic regime and the damping of rotational motion. In  $^{194}\text{Hg}$ , configuration mixing among excited SD states does not lead to a spread in the rotational strength.

We thank B. R. Mottelson and S. Åberg for stimulating discussions and the collaborators of Ref. [9] for collecting the data on which our analysis is based. This work is supported by the Danish Natural Science Foundation Research Council and the U.S. Department of Energy, Office of Nuclear Physics, under Contracts No. DE-AC02-06CH11357 and No. DE-AC02-05CH11231.

---

\*Present address: TRIUMF, V6T 2A3 Vancouver, BC, Canada.

- [1] P. J. Twin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **57**, 811 (1986).
- [2] B. Singh, R. Zywna, and R. B. Firestone, Nuclear Data Sheets **97**, 241 (2002).
- [3] R. G. Henry *et al.*, Phys. Rev. Lett. **73**, 777 (1994).
- [4] A. Lopez-Martens, Ph.D. thesis, University of Paris XI, 1996.
- [5] T. Lauritsen *et al.*, Phys. Rev. C **62**, 044316 (2000).
- [6] J. V. F. Janssens and T. L. Khoo, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **41**, 321 (1991).
- [7] B. R. Mottelson, Nucl. Phys. **A557**, 717c (1993).
- [8] S. Åberg, Prog. Part. Nucl. Phys. **28**, 11 (1992).
- [9] R. Krücken *et al.*, Phys. Rev. C **54**, R2109 (1996).
- [10] I. Y. Lee, Nucl. Phys. **A520**, 641c (1990).
- [11] O. Andersen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **43**, 687 (1979).
- [12] D. Radford *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **258**, 111 (1987).
- [13] T. Døssing *et al.*, Phys. Rep. **268**, 1 (1996).
- [14] P. Fallon *et al.*, Phys. Rev. C **60**, 044301 (1999).
- [15] B. Herskind *et al.*, Phys. Rev. Lett. **68**, 3008 (1992).
- [16] E. Vigezzi *et al.*, Z. Phys. A **358**, 207 (1997).
- [17] F. S. Stephens *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 042501 (2005).
- [18] S. Leoni *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 022501 (2004).
- [19] S. Leoni *et al.*, Phys. Lett. B **353**, 179 (1995); **409**, 71 (1997); **498**, 137 (2001); Phys. Rev. Lett. **76**, 3281 (1996).
- [20] K. Yoshida and M. Matsuo, Nucl. Phys. **A636**, 169 (1998).
- [21] B. Lauritzen *et al.*, Nucl. Phys. **A457**, 61 (1986).
- [22] T. Lauritsen *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 064309 (2007).
- [23] I. M. Green and S. A. Mozkowsky, Phys. Rev. **139**, B790 (1965).
- [24] R. A. Broglia, T. Døssing, B. Lauritzen, and B. R. Mottelson, Phys. Rev. Lett. **58**, 326 (1987).
- [25] K. Yoshida and M. Matsuo, Nucl. Phys. **A612**, 26 (1997).

# Internal conversion and summing effects in heavy-nuclei spectroscopy

Ch. Theisen<sup>a,\*</sup>, A. Lopez-Martens<sup>b</sup>, Ch. Bonnelle<sup>c</sup>

<sup>a</sup>CEA-Saclay, IRFU/Service de Physique Nucléaire, 91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>b</sup>CSNSM, IN2P3-CNRS, bat 104-108, 91405 Orsay, France

<sup>c</sup>Laboratoire de Chimie Physique - Matière et Rayonnement, Université Pierre et Marie Curie 6, UMR-CNRS 7614, 75231 Paris Cedex 05, France

Received 20 December 2007; received in revised form 20 February 2008; accepted 21 February 2008

Available online 29 February 2008

## Abstract

Internal conversion of low-energy nuclear transitions occurs with a high probability in heavy nuclei. After the emission of the conversion electron, a cascade of X-rays, Auger or Coster–Krönig electrons takes place. In  $\alpha$ -decay experiments in which the nuclei of interest are implanted into a silicon detector, these atomic processes contribute to the detected energy. To understand the distortions of the  $\alpha$ -particle energy spectra, knowledge of the various atomic yields is required. Using state-of-the-art calculations, new atomic yields are computed in  $^{99}\text{Es}$  and compared to those available in the literature. Detailed simulations of the  $^{251}_{101}\text{Md}$   $\alpha$  decay are performed and compared to experimental data. Possible ways to discriminate between the available atomic yields are also discussed.

© 2008 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 23.20.Nx; 32.50.+d; 32.80.Hd; 23.60.+e

Keywords: Internal conversion and extranuclear effects; Fluorescence; Auger effect;  $\alpha$  decay

## 1. Introduction

Internal conversion is an electromagnetic decay process, which competes with  $\gamma$ -ray emission. In the internal conversion process, an excited nucleus interacts with an inner-shell electron causing the electron to be emitted from the atom. The probability of electron emission relative to  $\gamma$  emission increases with the atomic number  $Z$  of the nucleus and decreases rapidly with increasing transition energy. In heavy- $Z$  nuclei, internal conversion is therefore the dominant process for low-energy nuclear transitions.

Although the measurement of conversion electrons is extremely revealing of the underlying structure of the nucleus, the emission of internal conversion electrons has well-known drawbacks in the case of  $\alpha$ -decay spectroscopy after implantation. Indeed, if the  $\alpha$  decay is immediately followed by internal conversion in the daughter nucleus, the energy released in the internal conversion process perturbs the measurement of the  $\alpha$ -particle energy. This can lead to an under- or over-estimation of

$\alpha$ -decay hindrance factors and may ultimately lead to misinterpretations of the quantum structure of the nuclei of interest.

In this paper, we report on a recent study of the effects of internal conversion on the  $\alpha$ -decay spectra of heavy nuclei produced in fusion-evaporation reactions and implanted into a silicon detector at the focal plane of a recoil separator. After recalling the atomic phenomena, which accompany the internal conversion process and reviewing the available atomic data for heavy nuclei, results of new state-of-the-art calculations of atomic yields are presented for the case of the Es element ( $Z = 99$ ). In the last part of the paper, detailed Geant4 simulations of the  $\alpha$  decay of  $^{251}\text{Md}$  and subsequent electromagnetic decay of  $^{247}\text{Es}$  are performed and compared to experimental data.

## 2. Atomic phenomena following internal conversion

In the internal conversion process, the energy,  $E_\gamma$ , of a transition between two nuclear states is carried away by an atomic electron. If  $BE_i$  is the binding energy of the atomic electron shell,  $i$ , and small recoiling effects are neglected, the energy of the conversion electron is

\*Corresponding author.

E-mail address: [christophe.theisen@cea.fr](mailto:christophe.theisen@cea.fr) (Ch. Theisen).

given by

$$E_e = E_\gamma - BE_i. \quad (1)$$

The actual atomic shell (K, L1, L2, L3, M1, ..., M5, ...) from which the conversion electron originates is determined by the properties of the nuclear transition, namely its energy and electric or magnetic multipole. For example the conversion of a magnetic dipole transition will not lead to the same distribution of conversion electrons from the L-shell as the internal conversion of an electric quadrupole transition.

### 2.1. Atomic relaxation

The internal conversion process leaves the atom with a vacancy in one of its inner shells. The ionized atom relaxes and loses some its energy in two ways: X-ray fluorescence or electron emission.

As is illustrated in Fig. 1(a), when a vacancy in the L1 sub-shell is filled by a M2 electron, a characteristic X-ray can be emitted. The energy of the emitted radiation is the difference between the binding energies of the atomic shells involved in the process:

$$E_{XL1-M2} = BE_{L1} - BE_{M2}. \quad (2)$$

After the X-ray emission, the atom is left with a secondary vacancy in the M2 sub-shell.

Emission of an Auger electron is an alternative to the emission of an X-ray. Taking again the example of an internal conversion on the L1 sub-shell, the energy released in the filling of the L1 vacancy by an M2 electron can be transferred to an M3 electron, which escapes from the atom. This is shown in Fig. 1(b). In this case, the energy of the Auger electron is given in a first approximation by

$$E_{AL1-M2M3} = BE_{L1} - BE_{M2} - BE_{M3}. \quad (3)$$

The atom is then left with two secondary vacancies, one in the M2 sub-shell and another in the M3 sub-shell.

A special case of Auger transition occurs when the vacancy is filled by an electron from a higher sub-shell of the same shell. This process, called a Coster–Krönig transition, is presented in Fig. 1(c). The vacancy in L1 is filled by an L3 electron causing an M2 electron to be

ejected from the atom with the energy:

$$E_{AL1-L3M2} = BE_{L1} - BE_{L3} - BE_{M2}. \quad (4)$$

There are also rearrangement phenomena where there is a mixing between photon emission and Auger electron emission. The energy is shared between the two particles and the resulting photons have lower energies than characteristic X-ray photons. This phenomenon is called the radiative Auger effect but its probability, largest for low-*Z* elements, is very small.

In all the cases, the secondary vacancies will be, in turn, filled by other electrons. Continuation of these processes gives rise to an atom with multiple vacancies in its outermost shells.

### 2.2. Summing effect

Summing occurs when an  $\alpha$  transition is in prompt coincidence with an internally converted nuclear transition. The energy deposited by the  $\alpha$  particle sums up with the energy of the conversion electron and subsequent X-rays, Auger and Coster–Krönig electrons. A typical example is shown in Fig. 2. An  $\alpha$  transition feeds the  $I_2$  state, which decays via two parallel branches. The first branch  $I_2 \rightarrow I_f$  is assumed radiative with no energy deposited in the silicon detector, the energy detected being  $E_\alpha$ . The second branch consists of a radiative transition  $I_2 \rightarrow I_1$  (with no energy deposition in the silicon detector) in coincidence with a converted transition  $I_1 \rightarrow I_f$ , whose energy sums up with the  $\alpha$ -particle energy. The energy detected in the silicon detector is therefore larger than  $E_\alpha$ , leading to a satellite peak on the right of the “true”  $\alpha$  line. In typical experiments, however, recoil nuclei are implanted near the surface of a thin silicon detector. Part of the X-rays, Auger and Coster–Krönig electrons energy can escape from the detector, thereby depositing only a fraction of their energy. The energy detected in the silicon detector does therefore not necessarily correspond to the sum of the energies of the  $\alpha$  line and coincident converted transition. The apparent energy distribution of the  $\alpha$  line in coincidence with the converted transition depends on the ranges in silicon of the emitted X-rays and/or electrons, hence on their energies, on the relative yields of radiative

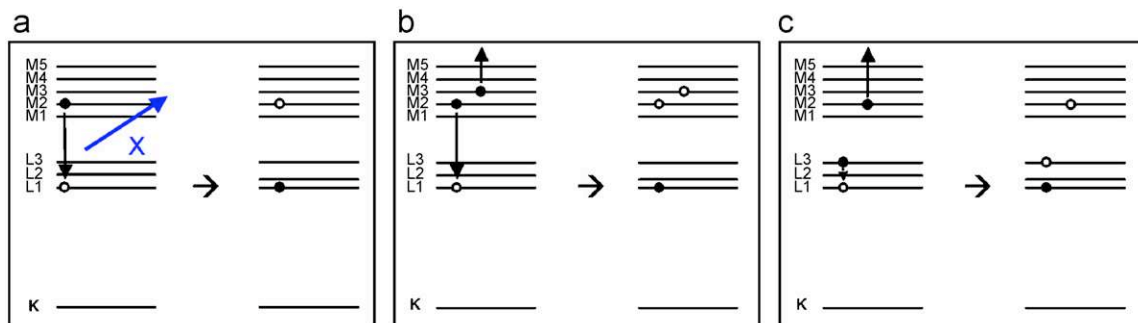


Fig. 1. Schematic illustration of how the filling of a primary vacancy in the L1 atomic sub-shell can produce (a) X-ray fluorescence (b) the emission of an Auger electron and (c) a Coster–Krönig transition. The resulting secondary vacancies are shown in each case.



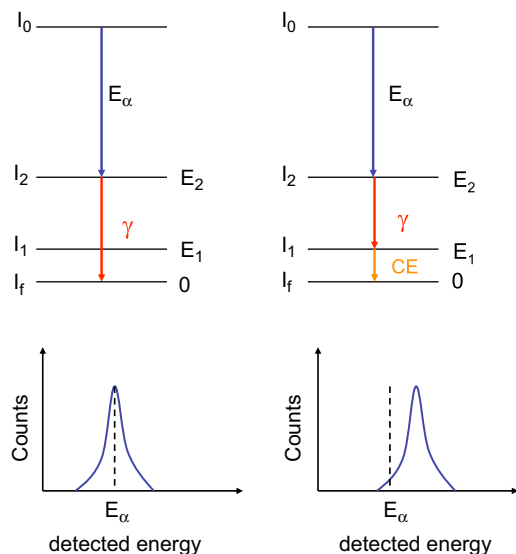


Fig. 2. Schematic example of how coincident  $\alpha$  decay and internal conversion leads to an apparent  $\alpha$ -particle energy higher than its true energy  $E_\alpha$ . See text for details.

and non-radiative emission and on the actual implantation depth of the recoils.

### 2.3. Atomic yields

In order to qualify and quantify the energy release at each step of the sequence of vacancy fillings after the internal conversion process, it is necessary to know the yields of the different competing processes.

The atomic yields for a vacancy in the K and L shells of elements up to  $Z = 110$  (Darmstadtium) have been evaluated by Krause [1] on the basis of experimental and theoretical information. K-fluorescence yields,  $\omega_K$ , are small below  $Z = 20$  but increase rapidly with  $Z$ . For the heaviest nuclei, practically every vacancy in the K-shell is followed by X-ray emission. L-fluorescence yields,  $\omega_L$ , are smaller than K-fluorescence yields but also increase with  $Z$ . For  $Z = 99$  (Einsteinium), the fluorescence yields are close to 50% for a vacancy in the L2 or L3 sub-shells. Although Coster–Krönig transitions do not release much energy, their yield  $f$  is far from being negligible and has a large impact on the total L-fluorescence yield since for example, more than 50% of the L1 vacancies in Einsteinium result in a L3 vacancy.

For most initial and final shell vacancies, K and LX-ray intensities can be found in the Table of Isotopes [2]. They are determined from the atomic yields of Krause and from experimental (and sometimes theoretical) relative emission probabilities. For LX-rays, the intensities account for primary and secondary shell vacancies, i.e. they account for intra-shell radiative processes as well as intra- and inter-shell non-radiative processes.

The lack of experimental data and detailed theoretical calculations for heavy elements ( $Z > 93$ ) is a source of large uncertainties. Indeed, the estimated uncertainties in the

fluorescence yields can be as large as 20%. Coster–Krönig yields for vacancies in the L1 shell are even more uncertain.

In order to check the reliability of the tabulated atomic yields, new and accurate calculation of X-ray, Auger and Coster–Krönig yields for the L shell were performed in the case of Einsteinium (element  $Z = 99$ ).

### 2.4. Note on the radiative and non-radiative nomenclature

For X-rays, Auger and Coster–Krönig transition, we will use the IUPAC recommendations [3]. The nomenclature for X-rays introduced by Siegbahn in the 1920s is abundantly chosen in evaluations such as the Table of Isotopes [2]. We would like to point-out that the Siegbahn notation considers the most intense X-rays only. Moreover, only the most intense rates are reported in Ref. [2], most X-rays considered by Siegbahn being ignored. In order to make comparisons between the new yields reported in this article and those given in Ref. [2], we will also quote the Siegbahn notation. For non-radiative transition, we use the standard notation X–YZ, X corresponding to the initial vacancy, Y to the shell filling the vacancy and Z to the shell from which the electron is ejected. For radiative or non-radiative transition involving the same shell, the  $f'_{12}$ ,  $f'_{13}$ ,  $f'_{23}$ ,  $f_{12}$ ,  $f_{13}$ ,  $f_{23}$  notation is usually used for the L1–L2, L1–L3, L2–L3, L1–L2X, L1–L3X, L2–L3X transitions, respectively.

### 2.5. New atomic calculations

Radiative and non-radiative transition rates are computed using a multiconfiguration Dirac–Fock (MCDF) program including the Breit interaction, quantum electrodynamics corrections and nuclear masses. A description of the code on which the new calculations are based can be found in Ref. [4]. The Extended Average Level (EAL) procedure allows all initial and final levels to be calculated simultaneously [5]. To correct for first order relaxation effects, which arise from the common description of the initial and final atomic states involved in the transition of interest, the Slater transition state is used [6].

This method has been used to deduce X-ray and Auger electrons energies and relative intensities for a large range of atomic numbers; see Ref. [7] for the rare-earth region. K X-ray fluorescence yields have been calculated, as an example, for the free Cu atom. The calculation gives  $\omega_K = 45.4\%$  compared to an experimental value of  $45.4 \pm 0.9\%$ . Results reported here for Es, much heavier than Cu, are expected to be of the same quality since the calculation is relativistic and since the nuclear size is taken into account. Moreover, the code has been developed to predict the atomic properties of heavy elements such as U and Pu.

All possible transitions are calculated: electric dipole and quadrupole radiative transitions as well as all energetically allowed non-radiative transitions. Radiative magnetic transitions are not included since their rates are negligible. Description of a neutral atom involving the  $f^{10}$  sub-shell

introduces a level of complexity preventing the calculation of non-radiative transitions (see for instance Ref. [7]). Therefore, calculations are made using the  $f^0$  multi-charged ion configuration. The consistency of this approximation has been checked. The yield uncertainties are estimated to be a few %.

Tables 1–3 resume the results of radiative calculations and compares them to the values tabulated in the Table of Isotopes [2]. Non-radiative yields are given in Table 4. We would like to point-out a discrepancy in the L1 fluorescence yields given in Ref. [2], which has been confirmed by the authors [8]. In this compilation, it has been assumed that the intra-shell radiative yield  $f'_{13}$  is negligible compared to  $\omega_{L1}$ . Therefore the sum of the yields for the transitions L1–M2 ( $L_{\beta 4}$ ), L1–M3 ( $L_{\beta 3}$ ), L1–N2 ( $L_{\gamma 2}$ ) and L1–N3 ( $L_{\gamma 3}$ ) is equal to  $\omega_{L1}$  while the correct value is  $\omega_{L1} - f'_{13}$  (neglecting  $f'_{12}$  and other X-ray transitions having an intensity less than 1%). In Table 1, the intensities of the L1–M2, L1–M3, L1–N2 and L1–N3 X-rays from Ref. [2] have therefore been scaled by a factor  $(\omega_{L1} - f'_{13})/\omega_{L1}$ .

Fluorescence yields are summarized in Table 5. What is immediately noticeable from Table 5 is the smaller L1 and L3 X-ray yields,  $\omega_{L1}$  and  $\omega_{L3}$ . However, the calculated Coster–Krönig transition rates are generally larger, especially  $f_{13}$ , and this will affect the total X-ray rates. The L2 X-ray rate after a L1 vacancy is given by

$$X_{L2} = (f_{12} + f'_{12}) \times \omega_{L2}. \quad (5)$$

Similarly, the L3 X-ray rate following a L1 vacancy is

$$X_{L3} = (f_{12} \times f_{23} + f_{13} + f'_{13}) \times \omega_{L3} \quad (6)$$

where  $f'_{12}$  and  $f'_{13}$  are the inner-shell radiative yields ( $f'_{12} \ll f'_{13}$ ). The effective fluorescence yields  $v_1$  and  $v_2$  correspond to the total X-ray yield after an initial vacancy in the L1, L2 shell, respectively, and are given by

$$v_1 = \omega_{L1} + (f_{12} + f'_{12}) \times \omega_{L2} + (f_{12} \times f_{23} + f_{13} + f'_{13}) \times \omega_{L3} \quad (7)$$

$$v_2 = \omega_{L2} + f_{23} \times \omega_{L3}. \quad (8)$$

Table 1

X-ray energies and intensities per 100 L1 primary vacancies as a function of initial and final shell vacancies for Einsteinium

X-ray	Energy (keV, this work)	Rate $10^{15} \text{ s}^{-1}$ (this work)	Intensity (this work)	Intensity [2]
L1–L2 ( $f'_{12}$ )	0.9	0.0004	0.0001	–
L1–L3 ( $f'_{13}$ )	6.4	0.4522	1.74	2.1
L1–M2 ( $L_{\beta 4}$ )	20.2	1.9463	7.47	9.2 (16)
L1–M3 ( $L_{\beta 3}$ )	21.5	1.37	5.26	6.7 (12)
L1–N2 ( $L_{\gamma 2}$ )	25.1	0.5456	2.09	4.1 (7)
L1–N3 ( $L_{\gamma 3}$ )	25.4	0.4666	1.79	3.1 (5)
L1–O2 ( $L_{\gamma 4'}$ )	26.4	0.1478	0.57	–
L1–O3 ( $L_{\gamma 4}$ )	26.5	0.1329	0.51	–
L1–P2 ( $L_{\gamma 13}$ )	26.8	0.0462	0.18	–
L1–P3 ( $L_{\gamma 13}$ )	26.8	0.0428	0.16	–
L1–M4 ( $L_{\beta 10}$ )	22.1	0.1058	0.41	–
L1–M5 ( $L_{\beta 9}$ )	22.4	0.1566	0.6	–
L1–N4	25.7	0.0198	0.08	–
L1–N5 ( $L_{\gamma 11}$ )	25.8	0.0319	0.12	–
L1–O4	26.7	0.0044	0.02	–
L1–O5	26.7	0.0072	0.02	–

Rate and intensity uncertainties from this work are estimated at a few %.

Table 2

Same as Table 1 for L2 primary vacancies

X-ray	Energy (keV, this work)	Rate $10^{15} \text{ s}^{-1}$ (this work)	Intensity (this work)	Intensity [2]
L2–M4 ( $L_{\beta 1}$ )	21.2	6.9798	39.32	37.0 (40)
L2–N4 ( $L_{\gamma 1}$ )	24.8	1.73942	9.80	9.5 (10)
L2–O4 ( $L_{\gamma 6}$ )	25.7	0.43273	2.44	2.0 (3)
L2–M1 ( $L_{\eta}$ )	18.9	0.20593	1.16	1.04 (11)
L2–N1	23.9	0.05796	0.33	–
L2–O1	25.4	0.01642	0.09	–
L2–P1	25.8	0.00527	0.03	–
L2–M23	20.6	0.01096	0.06	–
L2–N23	24.5	0.00356	0.02	–
L2–O23	25.6	0.001	0.006	–
L2–P23	25.9	0.00032	0.001	–

Table 3

Same as Table 1 for L3 primary vacancies

X-ray	Energy (keV, this work)	Rate $10^{15} \text{ s}^{-1}$ (this work)	Intensity (this work)	Intensity [2]
L3–M4 ( $L_{\alpha 2}$ )	15.7	0.57292	3.84	4.11 (18)
L3–M5 ( $L_{\alpha 1}$ )	16.0	5.02655	33.7	36.7 (16)
L3–N4 ( $L_{\beta 15}$ )	19.4	0.12382	0.83	10.5 (5)
L3–N5 ( $L_{\beta 2}$ )	19.4	1.14450	7.7	
L3–O4 ( $L_{\beta 5}$ )	20.2	0.0298	0.20	2.41 (11)
L3–O5 ( $L_{\beta 5}$ )	20.2	0.2792	1.87	
L3–M1 ( $L_i$ )	13.4	0.3903	2.62	2.9 (3)
L3–N1 ( $L_{\beta 6}$ )	18.5	0.1017	0.68	0.78 (4)
L3–O1 ( $L_{\beta 7}$ )	19.9	0.0283	0.19	–
L3–P1	20.4	0.0091	0.06	–
L3–M2 ( $L_i$ )	13.8	0.0047	0.03	–
L3–N2	18.7	0.0010	0.07	–
L3–O2	20.0	0.0002	0.01	–
L3–P2	20.4	0.0001	0.007	–

The effective yields  $v_1$  and  $v_2$  are found to be 55.5 and 64.0, respectively, compared to 59.1 and 60.9 in Ref. [1] (see Tables 6 and 7). Although the numbers may be similar, the distributions of X-ray energies differ slightly.

### 3. Geant4 simulations

In this section, we compare experimental results on the decay of  $^{251}_{101}\text{Md}$  to its daughter  $^{247}_{99}\text{Es}$  with Geant4 simulations. The details of the analysis and interpretation of the data are reported in Ref. [9]. The decay scheme of  $^{251}_{101}\text{Md}$  is shown in Fig. 3. As explained in Ref. [9], both transitions at 243 and 293 keV are deduced to be electric dipole E1, while the 50 keV transition is a magnetic dipole M1.

#### 3.1. Experimental setup

Although the experimental setup has been described in Ref. [9], we will briefly recall the aspects, which are relevant for performing the simulations and comparing them to the experimental data.

The detection setup was installed at the focal plane of the LISE spectrometer [10] in GANIL. It consists of an array of silicon detectors called BEST (Box for Electron Spectroscopy after Tagging) surrounded by a set of four germanium clover detectors from the EXOGAM collaboration [11], placed as close as possible to the silicon detectors. A photography of BEST, for which the upper part of the vacuum chamber has been removed, is shown in Fig. 4. BEST is situated downstream from a start detector, which comprises one emissive foil ( $0.9 \mu\text{m}$  mylar) tilted at  $45^\circ$  with respect to the beam axis and coupled to a multichannel plate. The evaporation residues  $^{255}\text{Lr}$  produced in the fusion-evaporation reaction  $^{209}\text{Bi} (^{48}\text{Ca}, 2n)^{255}\text{Lr}$  arrive from the right of Fig. 4 and are implanted at a few microns depth into a  $300 \mu\text{m}$ -thick Double Sided Silicon Detector (DSSD).

The  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  detector has 48 strips on each side. All 96 strips are instrumented with charge preamplifiers designed at GANIL, which are mounted beneath the vacuum chamber. The Time of Flight (ToF) is measured between the start detector and the DSSD. After implantation, the  $^{255}\text{Lr}$  evaporation residue decays via two successive  $\alpha$  emissions to its grand-daughter  $^{247}\text{Es}$ .

Four  $50 \times 50 \text{ mm}^2$  1 mm-thick silicon detectors are positioned in a tunnel-like configuration upstream from the implantation detector. This tunnel is used to detect internal conversion electrons and  $\alpha$  particles escaping from the implantation detector. The silicon detectors have thin  $0.15 \mu\text{m}$  aluminum windows to minimize energy losses of the conversion electrons and are segmented into four squares to minimize the capacitance and therefore optimize the electron energy resolution. Each tunnel detector is mounted on a ceramic board, which also carries a four-channel charge preamplifier designed at GANIL.

The PCBs of the five silicon detectors are supported by a copper frame in which a cooling liquid at a temperature of  $-15^\circ\text{C}$  circulates. The gap between the active part of the silicon tunnel detectors and the implantation detector is 15 mm. The resolution of the implantation detector is measured to be  $\sim 40 \text{ keV}$  for the  $\alpha$  lines of a mixed  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Am}$  and  $^{244}\text{Cm}$  source. The resolution of the tunnel detector is  $\sim 8 \text{ keV}$  for the K365 electron line of a  $^{133}\text{Ba}$  source, and  $< 20 \text{ keV}$  for the  $\alpha$  lines of the mixed source. These resolutions are obtained for a fluid temperature of  $-15^\circ\text{C}$ . The detector gains are periodically checked using the mixed and  $^{133}\text{Ba}$  sources, which can be inserted into the vacuum chamber at the entrance of the tunnel. The sources are first moved down into the beam axis and then moved near the tunnel using a mechanism based on a camera zoom lens. During in-beam measurements, the silicon detectors are shielded from the sources.

The walls of the vacuum chamber are reduced to 1.5 mm in front of the germanium detectors to minimize the  $\gamma$ -ray absorption at low energy.

Table 4

Auger and Coster–Krönig intensities per 100 primary vacancies for Einsteinium

Transition	Rate $10^{15} \text{ s}^{-1}$ (this work)	Intensity (this work)
L1–L2X ( $f_{12}$ )	1.0767	4.13
L1–L3X ( $f_{13}$ )	16.0825	61.7
L1–M1X	1.8121	6.95
L1–M2X	0.2879	1.10
L1–M3X	0.1457	0.56
L1–M4X	0.6144	2.36
L1–M5X	0.3906	1.50
L1–N1X	0.08749	0.34
L1–N2X	0.01656	0.06
L1–N3X	0.01090	0.04
L1–N4X	0.02719	0.10
L1–N5X	0.01960	0.07
L1–N6X	0.00217	0.008
L1–N7X	0.00202	0.008
L1–OX	0.0085	0.03
L1–PX	0.0003	0.0012
L2–L3X ( $f_{23}$ )	3.68331	20.75
L2–M1X	0.33689	1.90
L2–M2X	1.80474	10.2
L2–M3X	0.52176	2.94
L2–M4X	1.42407	8.0
L2–M5X	0.28522	1.6
L2–N1X	0.01978	0.11
L2–N2X	0.08912	0.50
L2–N3X	0.03065	0.17
L2–N4X	0.06814	0.38
L2–N5X	0.01799	0.10
L2–N6X	0.00184	0.01
L2–N7X	0.00148	0.08
L2–OX	0.01176	0.07
L2–PX	0.00037	0.002
L3–M1X	0.43273	2.90
L3–M2X	0.66928	4.49
L3–M3X	2.18774	14.67
L3–M4X	1.62247	10.88
L3–M5X	1.89422	12.70
L3–N1X	0.02207	0.15
L3–N2X	0.03345	0.22
L3–N3X	0.09588	0.64
L3–N4X	0.07984	0.54
L3–N5X	0.12493	0.84
L3–N6X	0.00532	0.04
L3–N7X	0.00479	0.03
L3–OX	0.01451	0.010
L3–PX	0.00035	0.002

Rate and intensity uncertainties are estimated at a few %.

For comparison, we will also show and discuss results obtained at the University of Jyväskylä using the GREAT [12] array and at Dubna with the GABRIELA focal plane setup [13].

### 3.2. Simulation procedure

Simulations were performed with the Geant4 package [14]. A picture of the geometry of the setup described with

Table 5

Comparison between the calculated transition rates and the transition rates of Ref. [1]

Yield (in %)	This work	[1]
$\omega_{L1}$	21.0	25.3
$\omega_{L2}$	53.3	49.7
$\omega_{L3}$	51.8	57.0
$f_{12}$	4.1	3
$f_{13}$	61.7	54
$f'_{13}$	1.74	2.1
$f_{23}$	20.7	19.6

First three lines: fluorescence yields per vacancy in the L1–L3 sub-shells. Next two lines: Coster–Krönig yields per vacancy in the L1 sub-shell leading to a vacancy in the L2 and L3 sub-shells ( $f_{12}$  and  $f_{23}$ ). Next line: intra-shell radiative yield per vacancy in the L1 sub-shell leading to a vacancy in the L3 sub-shell ( $f'_{13}$ ). Last line: Coster–Krönig yield per vacancy in the L2 shell resulting in a vacancy in the L3 sub-shell ( $f_{23}$ ).

Table 6

Effective fluorescence yield after L1 vacancy

Yield (in %)	This work	[1]
L1	21.0	25.3
L12	2.2	1.5
L13	32.3	32.3
$v_1$	55.5	59.1

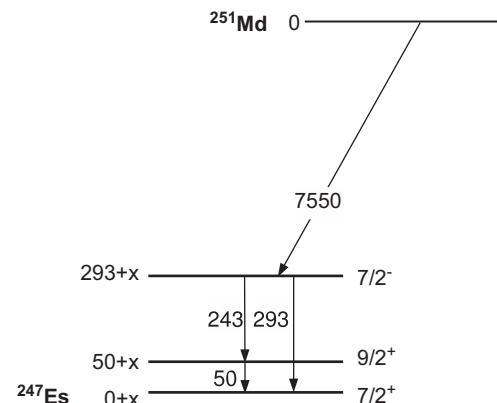
First three lines: L1, L2 and L3 effective fluorescence yield. Last line: total effective yield after L1 vacancy.

Table 7

Effective fluorescence yield after L2 vacancy

Yield (in %)	This work	[1]
L2	53.3	49.7
L23	10.7	11.2
$v_2$	64.0	60.9

First two lines: L2 and L3 effective fluorescence yield. Last line: total effective yield.

Fig. 3. Decay scheme of  $^{251}_{101}\text{Md}$  taken from Ref. [9].

the Geant4 code is shown in Fig. 5. Some parts of the setup are not shown for more visibility: the ceramics plates on which the silicon tunnel detectors are mounted, part of the copper frame and the aluminum caps of the germanium detectors.

The physics input corresponds to the level scheme shown in Fig. 3: the emission of a 7550 keV  $\alpha$  particle is promptly followed either by the emission of a 293 keV  $\gamma$  ray or associated conversion electron or by a two-step cascade consisting of a 243 keV  $\gamma$  ray or conversion electron and 50 keV  $\gamma$  ray or associated conversion electron. The branching ratio for the one-step cascade is given by the experiment: 87% [9]. Conversion coefficients for the two E1 transitions and the M1 transition are taken from Ref. [15]. Note that in the similar simulations presented in Ref. [9], the  $\gamma$  emission or internal conversion of the 243 and 293 keV transitions were not included.

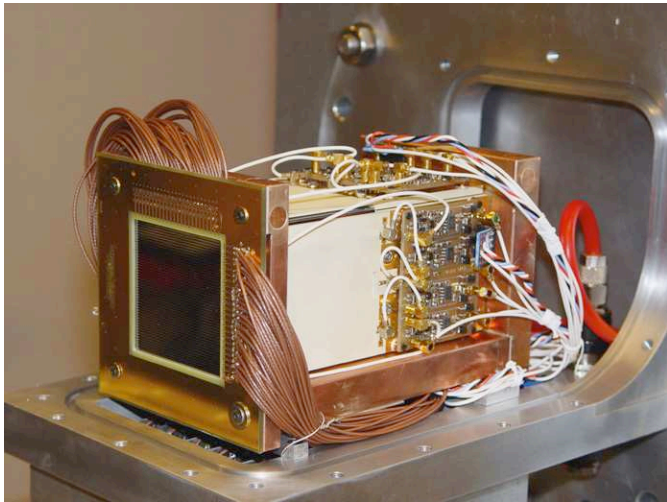


Fig. 4. Picture of the BEST array.

The position of the vertex corresponding to the  $\alpha$  and subsequent  $\gamma$  and/or electron emissions is randomly chosen in the implantation detector with a  $x$ - $y$  distribution corresponding to the experimental one (the  $z$  direction being parallel to the beam axis). Using this implantation profile, the clover array and electron tunnel efficiencies were simulated (see Fig. 6). The total  $\gamma$ -ray efficiency peaks at  $\sim 23\%$  for photon energies of 100 keV. About half of the detection efficiency is accounted for by the clover detector facing the implantation detector. The electron detection efficiency is rather flat as a function of energy and is  $\sim 8\%$  for an implantation depth of  $5\mu\text{m}$ . This is half of the plateau efficiency of the tunnel of GABRIELA [13], which is of similar design. This difference is due to the smaller gap between the tunnel silicon detectors and the implantation detector ( $\sim 2.5\text{ mm}$  vs  $15\text{ mm}$ ). Absolute electron efficiency measurements performed in-beam with GABRIELA are well reproduced by Geant4 simulations [13] and support the present simulated performances of BEST.

When internal conversion occurs, X-rays, Auger or Coster–Krönig electrons are generated according to the yields from Ref. [2] or from this work. The vacancy is then propagated and subsequent atomic processes are generated. When the process reaches the M shell or a higher one, the available energy is less than the M shell binding energy in Einsteinium, i.e. less than 7 keV. Since the M shell fluorescence yield  $\omega_M$  is about 8% [16], only electron emission is assumed. The particles emitted in the subsequent vacancy fillings will therefore not have enough energy to escape from the implantation detector. As an example, the range of 10 keV electrons in silicon is about  $1.5\mu\text{m}$ . This is why we approximate the remaining relaxation processes by the emission of a single electron having the available remaining energy.

Since a DSSD has been used, the effect of the segmentation on potential energy sharing between strips has been investigated. The simulations show that this effect is

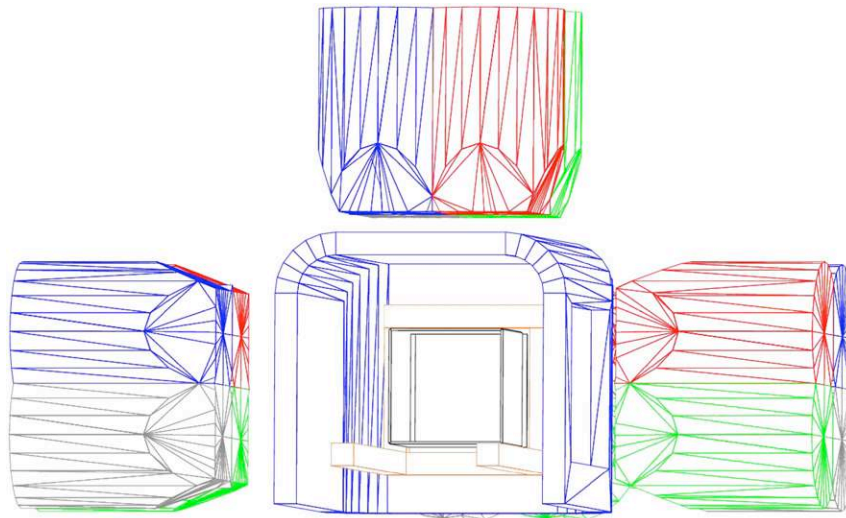


Fig. 5. BEST geometry defined in the Geant4 package, as seen from the incoming recoil nuclei.



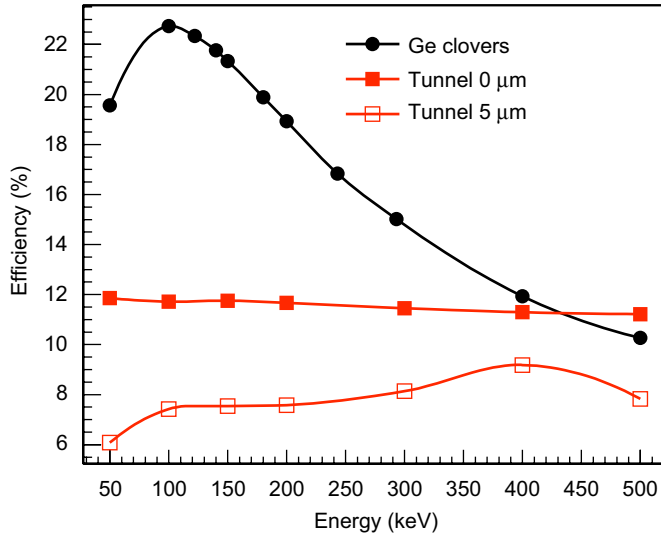


Fig. 6. Efficiency of the BEST array simulated with Geant4. The tunnel electron efficiency is simulated for recoil implantation depths of 0 and 5  $\mu\text{m}$ . The procedure to extract the electron efficiency is the same as in Ref. [13].

negligible: the energy deposited in the neighboring strips is small and below the detection threshold.

The spectral distortion arising from the shake-off process, in which the atom is ionized during  $\alpha$  decay (see for instance Ref. [17]), has also been investigated. The associated  $\alpha$ -particle energy spectrum peaks at an energy which is equal to the original  $\alpha$ -particle energy minus the binding energy of the electron. In  $^{210}\text{Po}$ , the probability of electron shake-off from the K, L and M shells is found to be  $\sim 10^{-6}$ ,  $10^{-4}$  and  $10^{-3}$ , respectively [18,19]. Given the statistics obtained in the experiments and the uncertainties in atomic yields and internal conversion coefficients, the shake-off process involving the K or L shells can be ignored. The process becomes significant for the most outer shells but since the energies of the  $\alpha$  particle and electron will sum up in the implantation detector, the effective  $\alpha$ -particle energy remains unchanged. This is why the electron shake-off accompanying  $\alpha$  decay has not been considered.

### 3.3. Results

Stopping powers are not well known in the heavy element mass region and only extrapolations can be used. We have used the LISE++ [20] and SRIM-2006 [21] codes to estimate energy losses and implantation depths of the recoiling  $^{255}\text{Lr}$  nuclei. The LISE++ code uses energy losses from Ref. [22] and ranges from Ref. [23]. Since the SRIM-2006 code does not allow calculation above uranium, we have assumed U nuclei with the same energy per nucleon as  $^{255}\text{Lr}$  recoil nuclei. Both codes lead to a  $^{255}\text{Lr}$  recoil nuclei of average kinetic energy 31 MeV after emerging from the middle of the target and passing through the start detector. In both cases, an implantation depth of 5  $\mu\text{m}$  in the DSSD is obtained. In the simulations,

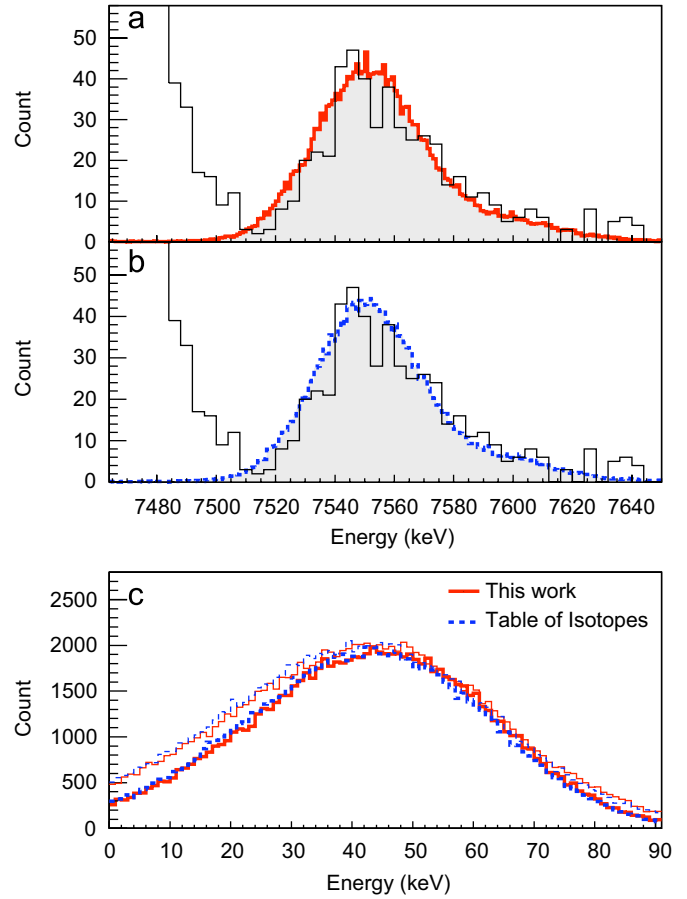


Fig. 7. Experimental spectrum (thin line) of energies detected in the DSSD of BEST compared to (a) the simulated spectrum obtained with the atomic yields of this work (thick line) and (b) the simulated spectrum obtained with atomic yields from Ref. [2] (thick dashed line). (c) Simulated energy deposited in the implantation detector following the internal conversion of the 50 keV (thick line: yields from this work, thick dashed line: yields from Ref. [2]) and for the 50, 243 and 293 keV transitions (thin line: yields from this work, thin dashed line: yields from Ref. [2]).

no DSSD entrance window or dead layers have been assumed.

Results of the simulations using the yields from Ref. [2] and from this work are shown in Fig. 7. Figs. 7(a) (yields from this work) and (b) (yields from Ref. [2]) compare the simulated energy spectra obtained in the implantation detector with the experimental data. Simulations are folded with the experimental detector resolution which is of 40 keV with BEST. From these two figures, it appears that both simulations reproduce the experimental data well and that no major differences due to different atomic yields are visible.

Fig. 7(c) shows the simulated energy deposited in the implantation detector without the contribution of the 7500 keV  $\alpha$  transition. The thick lines correspond to simulations for which only the contribution of the 50 keV transition is computed. Experimentally, such a contribution can be obtained by gating on the 243 keV radiative transition. The average energy deposited in the silicon

detector is  $41.8 \pm 0.2$  keV using the atomic yields from this work and  $40.9 \pm 0.2$  keV using the yields from Ref. [2]. Small differences in the shape of the distributions can be observed, but they are not significant. These will be discussed in Section 4. The simulated energy deposited in the implantation detector, which results when the contributions of the 50, 243 and 293 keV transitions are included, is shown with thin lines. These spectra display a low-energy tail due to the Compton scattering of the 243 and 293 keV  $\gamma$  rays in the silicon detector. The effect of this tail is to shift the average energy to lower energies. Note that the distribution is not Gaussian; fitting the distribution with a Gaussian underestimates slightly the average energy.

For comparison, we have displayed in Fig. 8 the same type of spectra with data taken at the University of Jyväskylä. In this case, the experimental spectrum results from recoil- $\alpha$ - $\alpha$  correlations and the simulations were performed with an implantation depth of  $3 \mu\text{m}$ , value obtained with the LISE++ and SRIM-2006 codes. Indeed, after passing through the MWPC ToF detector (which corresponds to a total mylar thickness of  $320 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  for the entrance and exit windows, and 12 cm of isobutane at 3 mbar) and a degrader foil ( $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  mylar),  $^{255}\text{Lr}$  recoils have an average energy of 19 MeV. Note that the energy resolution of the GREAT implantation detector is  $\sim 25$  keV compared to  $\sim 40$  keV with BEST. This is why the

two components of the  $\alpha$  distribution at 7550 and 7590 keV can clearly be separated. Again, no significant differences between the experimental data and the simulations are observed: the average energy deposited by the 50 keV transition only is  $39.6 \pm 0.2$  keV using the atomic yields from this work and  $38.8 \pm 0.2$  keV using the yields from Ref. [2]. For both atomic yields, the maximum of the distribution is at  $\sim 50$  keV while the average energy is  $\sim 10$  keV lower. This explains why the experimental energy of the summed peak is at 7590 keV while a full absorption of a conversion electron and subsequent X-rays and/or Auger electrons should lead to a peak at 7600 keV. The data taken at the University of Jyväskylä are well reproduced using an implantation depth of  $3 \mu\text{m}$ : the centroid of the distribution is reproduced with an accuracy of about 1 keV. This provides good confidence in the simulations.

#### 4. Discussion

The conversion of the 50 keV M1 transition occurs mainly in the L1 shell. According to the new atomic yield calculations, a large fraction of the subsequent relaxation processes ( $f_{13} = 61.7\%$ ) follow a Coster–Krönig transition to the L3 shell. As a consequence, even though  $\omega_{L1}$  and  $\omega_{L3}$  are 17% and 10% smaller than the values tabulated in Ref. [1] (cf. Table 5), the new effective fluorescence yield  $\nu_1$  is only slightly smaller (55.5% compared to 59.1%).

Since radiative transitions are only partially measured in the implantation detector, one expects more sensitivity to differences in atomic yields at large implantation depths, for which the probability of electron escape is smaller. Obviously, the sensitivity also depends on the detector energy resolution. The effects of these two factors, implantation depth and detector resolution, are illustrated in Figs. 9–11.

Fig. 9 shows simulations for implantation depths of 3, 5 and  $10 \mu\text{m}$  for a detector of infinite energy resolution. When the implantation depth decreases, internal conversion and Auger electrons can escape from the detector, depositing only a small amount of energy in the implantation detector (note that electrons always deposit energy in the silicon detector). This effect becomes significant at an implantation depth of  $3 \mu\text{m}$ . The different contributions to the top spectrum of Fig. 9 are detailed in Fig. 10. In this figure, we have displayed the spectra obtained considering only L, M or N+ conversion. Subsequent processes after the initial L, M or N+ vacancy are generated. We have also displayed the spectrum obtained after a L vacancy, but switching off the L X-ray emission.

In all panels of Fig. 9, the maximum of the deposited energy distribution is always at the full available energy, i.e. 50 keV corresponding mostly to pure electron cascades. As explained in the beginning of this section, the effective fluorescence yield  $\nu_1$  from the calculations presented in this work is smaller compared to that of Ref. [1]. Therefore, the probability of pure electron emission (i.e. no X-ray) is

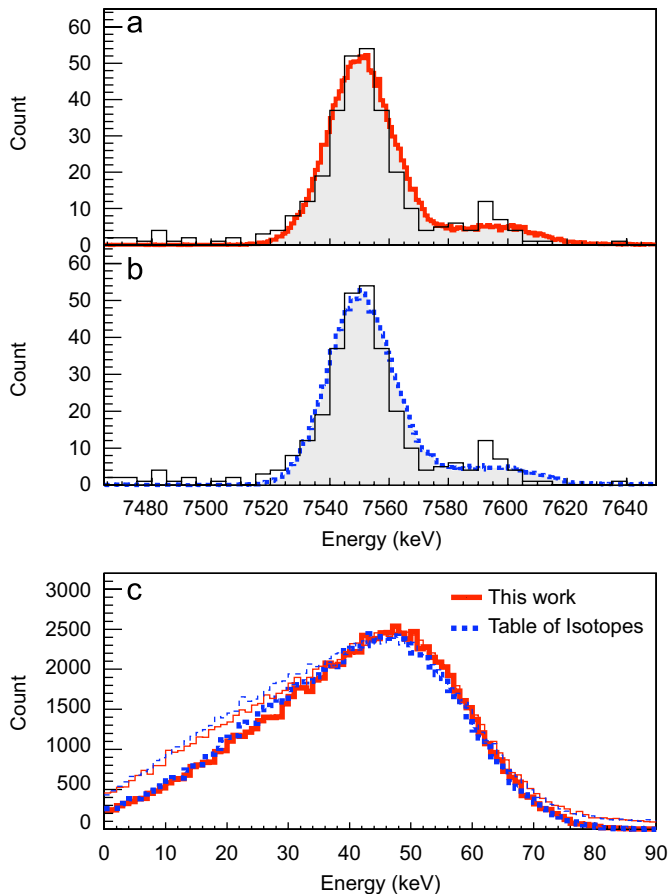


Fig. 8. Same as Fig. 7 with data taken at the University of Jyväskylä.

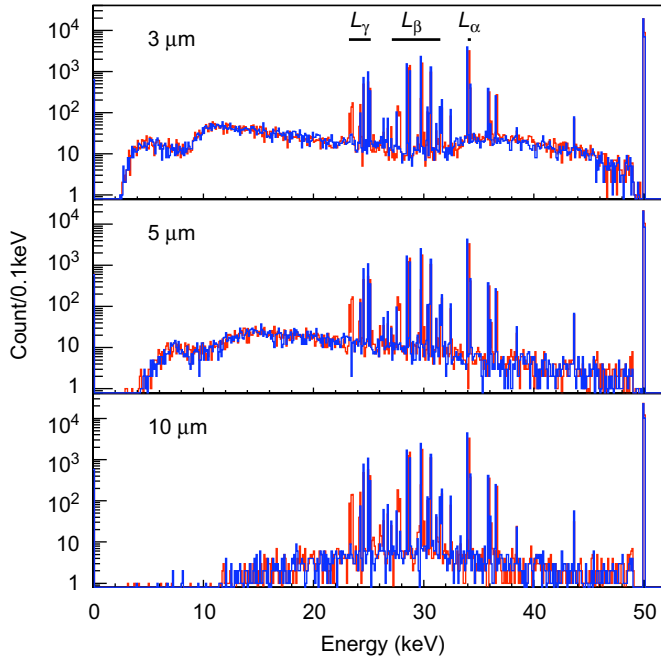


Fig. 9. Simulated spectra of the total energy deposited in the implantation detector by the internal conversion process of the 50 keV transition using the atomic yields of this work (red curve) or from Ref. [2] (blue curve) for different implantation depths. The energy distributions are not folded with the implantation detector resolution.

larger. Accordingly, the probability of full energy absorption is larger as shown in Table 8.

Events for which all electrons are fully detected and an X-ray escapes from the silicon detector give rise to a deposited energy of  $50 \text{ keV} - E_X$ . These events are clearly visible in Figs. 9 and 10. The peak at 43.6 keV corresponds to the escape of a L1–L3 X-ray. The groups at  $\sim 24 \text{ keV}$ ,  $\sim 28 \text{ keV}$  and  $\sim 34 \text{ keV}$  correspond to the escape of L X-rays with energies of  $\sim 26 \text{ keV}$  ( $L_\gamma$  group),  $\sim 22 \text{ keV}$  ( $L_\beta$  group) and  $\sim 16 \text{ keV}$  ( $L_\alpha$  group), respectively. Note that  $L_\alpha$  X-rays are emitted after L3 vacancy only. Since the effective L3 fluorescence yields from this work or from Ref. [2] are similar, one does not expect differences around 34 keV except those due to the slightly different X-ray energies, at most 0.1 keV. The differences in the intensities expected in the  $L_\gamma$  and  $L_\beta$  groups are masked by the log scale of Fig. 9. Nevertheless, one can note the presence of an escape peak around 23.5 keV due to presence of the L1–O and L2–P X-ray lines around 26.5 keV, which are ignored in Ref. [2].

For an implantation depth of  $10 \mu\text{m}$ , almost all electrons are fully absorbed in the Si detector. Differences between fluorescence yields are therefore enhanced compared to simulations performed at an implantation depth of  $3 \mu\text{m}$ .

Fig. 11 shows the simulated spectra convoluted with a detector resolution of 25 keV. Differences between the two

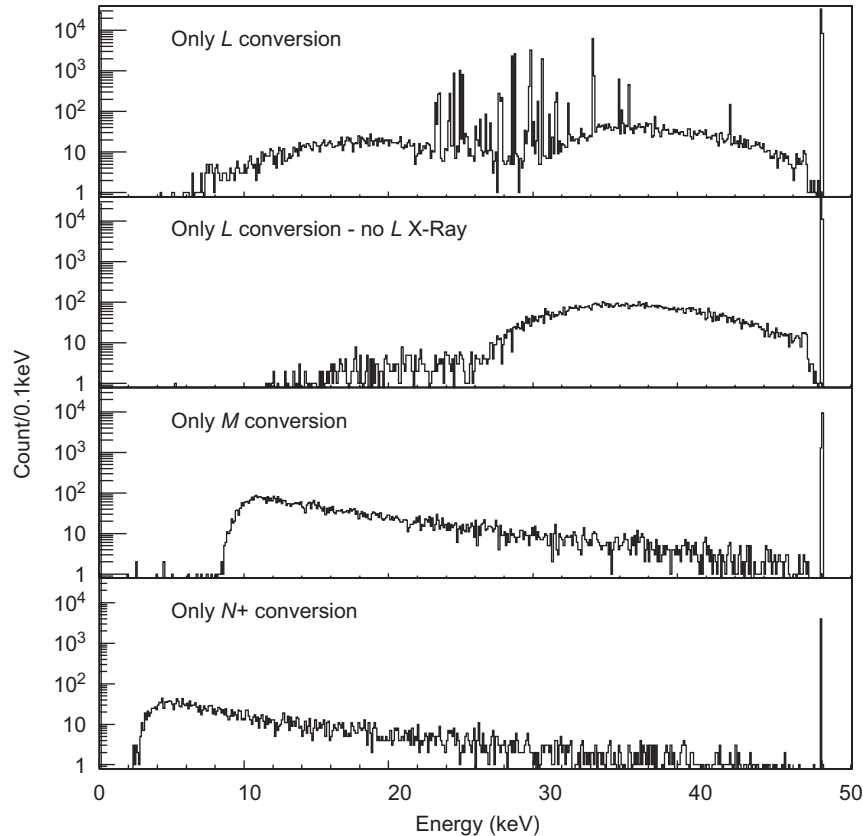


Fig. 10. Simulation for an implantation depth of  $3 \mu\text{m}$  of different processes following the internal conversion of the 50 keV transition using the yields from this work. From top to bottom: (i) Only L conversion is considered. Subsequent processes are included. (ii) Same, but without L X-ray emission. (iii) Only M conversion is considered. (iv) Only N+ conversion is considered.



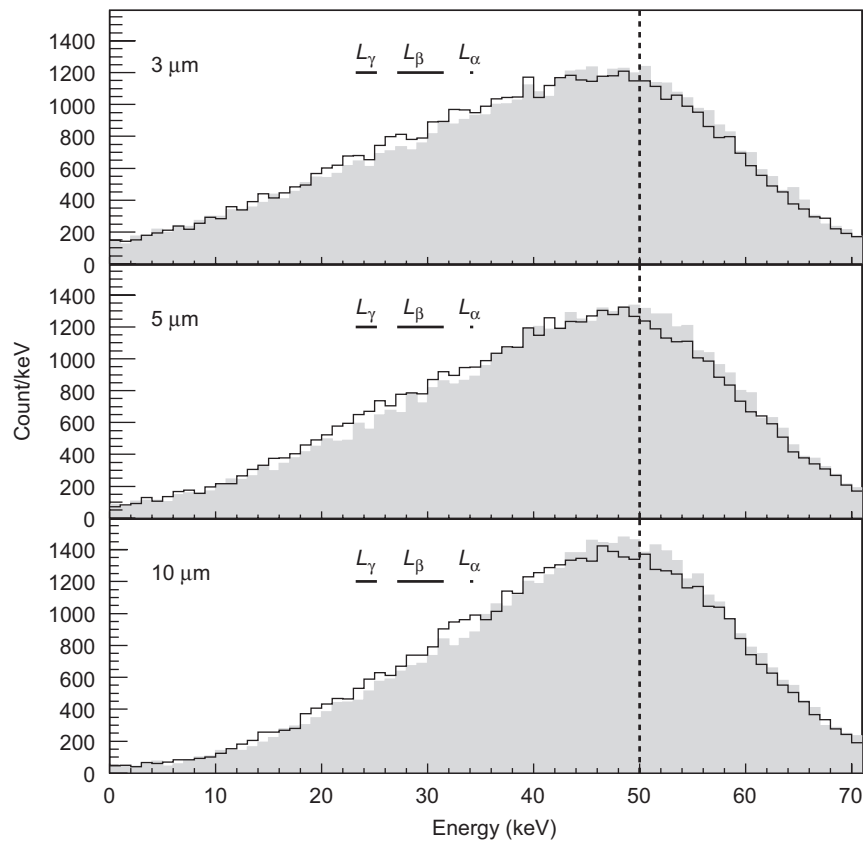


Fig. 11. Same as Fig. 9 with a detector resolution of 25 keV. Atomic yields are from this work (gray histogram) or from Ref. [2] (black curve).

Table 8  
Characteristics of the simulated spectra for different implantation depths

Depth (μm)	Average energy (keV)		Fraction of full energy detected (%)	
	Yields this work	Yields from Ref. [2]	Yields this work	Yields from Ref. [2]
3	39.6	38.8	56.0	52.1
5	41.8	40.9	63.9	59.0
10	43.8	43.0	70.1	65.7

simulations are, as expected, more pronounced for an implantation depth of 10 μm. Differences in intensity around 30 keV reflect the differences in effective  $v_1$  fluorescence yields. For smaller implantation depths, in particular at 3 μm, the difference around 30 keV is attenuated. Indeed, conversion and Auger electrons have a large probability to escape, leaving a fraction of their energy in the silicon detector: the probability to detect 50 keV— $E_X$  is smaller. The difference in deposited energy is therefore spread over a larger energy range rendering the two distributions nearly identical. Note that this effect is not due to the X-ray detection efficiency which is almost the same as a function of the implantation depth: the probability for a 22 keV X-ray ( $L_\beta$  group) to deposit no energy in the silicon detector is 83.8% and 83.3% for a 3 and 10 μm implantation depth, respectively. Smaller fluorescence yields lead to two effects: (i) a larger fraction

of events with full energy deposition and (ii) a smaller fraction of events with a deposited energy of 50 keV— $E_X$ . Both effects lead to a larger average detected energy (see Table 8).

We have also performed simulations for different implantation depths and a detector resolution of 40 keV. With this detector response, all effects are attenuated and differences due to the atomic yields are smoothed.

From all these consideration, large implantation depths help to discriminate between different atomic predictions, providing that a large statistics and good energy resolution are obtained. An infinite detector resolution would allow probing the fine structure as shown in Fig. 9; a finite detector resolution smooths the fine structure. Fig. 12 shows simulations performed with a detector resolution of 15 keV, which can be achieved with state-of-the-art DSSD detectors. While the fine structure is still smoothed,

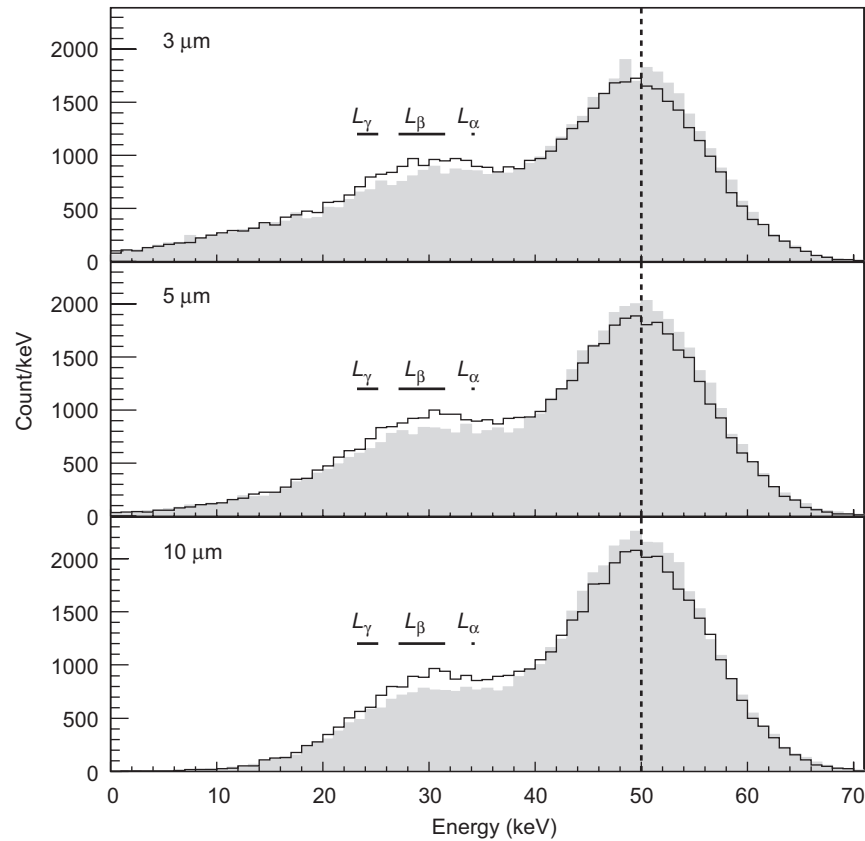


Fig. 12. Same as Fig. 10 with a detector resolution of 15 keV.

the peaks corresponding to the X-rays escape and to the full absorption peak are resolved. As shown in Table 8, the ratio between these two peaks can help to discriminate the different scenarios.

An implantation depth of more than 5  $\mu\text{m}$  would be ideal to examine the differences in atomic yields but such a depth can only be obtained using inverse kinematics reactions. Furthermore, a drawback of large implantation depths is a degradation of the conversion-electron energy resolution and low-energy efficiency in the tunnel detectors due to the energy loss and absorption in the implantation detector.

## 5. Conclusion

To conclude, the use of implantation detectors in heavy-element spectroscopy studies requires detailed calculations and simulations of atomic relaxation processes in order to interpret the fine structure of  $\alpha$ -particle energy spectra. This is because the observed fine structure may not only be caused by the underlying physics: excitation energies, spins and parities of states in the daughter nucleus, which lead to different hindrance factors. Indeed, as shown in this work, the atomic processes involved in the electromagnetic decay of states in the daughter nucleus may also lead to an apparent  $\alpha$ -particle fine structure. The distortions of  $\alpha$ -particle energy spectra can be avoided by using other experimental techniques such as gas-jet transport systems. However, the price to pay is the loss of position

correlations between the recoils and their daughter products.

New state-of-the-art atomic calculations show significant differences compared to Ref. [2]: large differences up to 50% are predicted for L1 fluorescence yields. Experimental signals are, however, smoothed by the use of implantation detectors having a finite resolution, and by the summing of the different contributions following the electron conversion. A solution to overcome this problem and to remove the effect of implantation depth could be to measure X-ray fluorescence yields using a high precision low-energy photon detector. The heavy actinide and transactinide elements are members of Mendeleev's periodic table for which atomic properties remain so far unexplored. High statistics experiments, using for example the high intensity stable beams of the Spiral2 driver (see e.g. Ref. [24]) coupled to high-resolution X-ray spectroscopy, could open new perspectives in this field.

## References

- [1] M.O. Krause, J. Phys. Chem. Ref. Data 8 (1979) 307.
- [2] R.B. Firestone, V.S. Shirley, et al., Table of Isotopes, eighth ed., Wiley, New York, 1996.
- [3] R. Jenkins, R. Manne, R. Robin, C. Senemaud, X-ray Spectrom. 20 (1991) 149.
- [4] J. Bruneau, J. Phys. B 16 (1983) 4135.
- [5] S.J. Rose, N.D.C. Pyper, I.P. Grant, J. Phys. B 11 (1978) 755.

- [6] J.C. Slater, Quantum Theory of Molecules and Solids, vol. 4, McGraw-Hill, New York, 1974.
- [7] C. Bonnelle, P. Motais, Phys. Rev. A 73 (2006) 042504.
- [8] R.B. Firestone, private communication.
- [9] A. Chatillon, et al., Eur. Phys. J. A 30 (2006) 397.
- [10] R. Anne, A.C. Mueller, Nucl. Instr. and Meth. B 70 (1992) 276.
- [11] J. Simpson, et al., Acta Phys. Hung. N. S. Heavy Ion Phys. 11 (2000) 159.
- [12] R.D. Page, et al., Nucl. Instr. and Meth. B 204 (2003) 634.
- [13] K. Hauschild, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 560 (2006) 388.
- [14] S. Agostinelli, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 506 (2003) 250.
- [15] R.S. Hager, E.C. Seltzer, Nucl. Data Tables A 4 (1968) 1.
- [16] E. Öz, et al., X-ray Spectrom. 28 (1999) 198.
- [17] M.S. Freedman, Annu. Rev. Nucl. Sci. 24 (1974) 209.
- [18] M.S. Rapaport, F. Asaro, I. Perlman, Phys. Rev. C 11 (1975) 1740.
- [19] M.S. Rapaport, F. Asaro, I. Perlman, Phys. Rev. C 11 (1975) 1746.
- [20] O. Tarasov, D. Bazin, LISE++ code version 8.2.25 (<http://groups.nsl.msui.edu/lise>).
- [21] J.F. Ziegler, SRIM-2006 code (<http://www.srim.org>).
- [22] F. Hubert, et al., At. Data Nucl. Data Tables 46 (1990) 1.
- [23] L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, Nucl. Data Tables A 7 (1970) 233.
- [24] M. Lewitowicz, in: Proceedings of the TOURS 2006 Symposium on Nuclear Physics, AIP Conference Proceedings, vol. 891, 2007, p. 91.